

Jahresbericht 2001



IKF Jahresbericht 2001
Redaktion:
Prof. H. Schmidt-Böcking
P. Seyler-Dielmann

Layout:
C. Freudenberger

Institut für Kernphysik

der Johann Wolfgang Goethe-Universität
Frankfurt am Main

Jahresbericht 2001

IKF-62

Inhaltsverzeichnis

Vorwort	9
---------------	---

Berichte über wissenschaftliche Arbeiten

Kernphysik

Results on particle yields, fluctuations, and correlations from NA491	13
Zweiteilchenkorrelationen in STAR	17
Fragmentation of unstable neutron-rich oxygen beams	18
Reaction studies and continuum spectroscopy with exotic neutron-rich nuclei ^{B,G}	19
Coulomb breakup of the one-neutron Halo nucleus ¹¹ Be ^{B,G}	20
Progress report from the commissioning of HADES	21
Kaon und antikaon production in Au + Au collisions at 1.5 AGeV ^{B,G}	25

Atomphysik

Circular dichroism in K-shell ionization from fixed-in-space CO and N ₂ molecules	27
Mechanismen der Photodoppelionisation von Helium mit 529 eV Photonen.....	29
Dissoziativer Elektroneneinfang in HeH ⁺ - He –Stößen	31
Untersuchung der Heliumdoppelionisation durch Elektronenstoß	32
A new 2π spectrometer for double photo emission processes from surfaces	34
Aufbau eines Experiments zur koinzidenten Messung von Rückstoßionen und Elektronen mit Impulsen bis 6 a.u.	36
Photoeinfachionisation von angeregtem Helium im Triplettzustand: Planung und Aufbau eines quantenmechanisch vollständigen Photoionisationsexperiments	37
Koinzidenzmessungen zur Elektronenkorrelation in doppelt hoch angeregten Zuständen von Helium	38
The Lyman-α ₁ decay in hydrogen-like ions: Interference between the E1 and M2 transition amplitudes	39
Interaction of fast ion beams with low- and high-density targets	40
Photon polarization in radiative recombination of bare high-Z ions	41
Search for correlated electron capture in relativistic U ⁹²⁺ collisions	42
Study of the two-electron lamb shift in high-Z Helium-like ions	43

Materialforschung

Spark source mass spectrometric assessment of silicon concentrations in silicon doped gallium arsenide single crystals	45
Analysis of silicon incorporation into VGF-grown GaAs	47
Erzeugung einer α -Si ₃ N ₄ Oberflächenschicht durch Ionenimplantation	51
Untersuchung zur Phasenbildung im C-N-System mittels Ionenimplantation	53
Nachweis des Fluor-Mikrolegierungseffektes bei der Oxidation von TiAl nach Ionenimplantation	55
Oberflächenmodifizierung induziert durch parallelbetriebenen MSE Entladungen	57
Absorptionsspektroskopie an einer Mikroentladung zur Bestimmung von Plasmaparametern	58

Apparative Entwicklungen

Das STAR Level-3 Trigger System	60
Weiterentwicklung der Ausleseammern für die ALICE TPC ^{B,G}	62
Kalibrierpuls für die ALICE TPC ^{B,G}	63
Testprogramm für die Ausleseelektronik der ALICE TPC ^{B,G}	64
Ein schneller Detektor für Elektronenspektrometer	65
Entwicklung einer Apparatur zur Charakterisierung von Attosekunden-Laserpuls	66
Kartographie von elektrischen Feldern	67
XY-TOF-Technik für großvolumige Gasmassenspektrometer	68
Funktionelle Kernspintomographie – Verlaufstudie an der cochleaimplantierten kongenital gehörlosen Katze	69
Entwicklung eines kühlbaren Probenhalters für die Ionenimplantation	70
Aufbau und Entwicklung eines Gastargets aus metastabilem, spinpolarisierten He*	71
Untersuchung der Ionenausbeute aus einer MSE-unterstützten Hochdruckgasentladung	72

IKF Einrichtungen

Betriebsablauf und Neuerungen an den 2,5 MV- und 7,5 MV Van - de Graaff-Beschleunigeranlagen	73
Elektronik	74
Werkstätten: Feinmechanik, Schlosserei, Schreinerei	75
Bibliothek	76

Veröffentlichungen

Zeitschriftenveröffentlichungen, Berichte	79
Konferenzbeiträge, Vorträge	83
Dissertationen	88
Diplomarbeiten	88

Personalia

Mitarbeiter	89
Preisträger	89
Forschungsaufenthalte, Konferenzteilnahmen, Vorträge	90
Gäste am IKF	91

Kollaborationen

92

Pressespiegel

97

IKF - Adressen und Lageplan

103

Autorenindex

105

Vorwort

Der Jahresbericht unseres Instituts ist ein Rechenschaftsbericht, der den vorgesetzten Dienstbehörden, aber auch den interessierten Kollegen im Fachbereich, in der Universität und in aller Welt einen Überblick über die Forschungsleistungen und Aktivitäten im Institut für Kernphysik Frankfurt ermöglicht. Dabei spielen die veröffentlichten Arbeiten eine wesentliche Rolle, da sich darin die von außen begutachtete Leistung widerspiegelt. Die Berichte der verschiedenen Gruppen im Jahresbericht dienen der Dokumentation des Fortschritts der laufenden Forschungsprojekte und erlauben gleichzeitig die Zuordnung von wissenschaftlichen Mitarbeitern aus dem Hause und anderen Forschungsinstituten zu den aktuellen Arbeiten.

Das Institut für Kernphysik Frankfurt wurde vor 46 Jahren gegründet und ist seitdem einer der Eckpfeiler des Fachbereichs Physik der Frankfurter Goethe-Universität. Die Berichte und Veröffentlichungen (19 Phys. Rev. Lett.!) aus den Bereichen Kern- und Atomphysik sowie Materialforschung sind Beleg für die andauernde Qualität und den Umfang der Forschung in unserem Institut. Damit hält das IKF in Zeiten niedriger Studentenzahlen und personeller sowie räumlicher Umbrüche einen erfolgreichen Kurs.

Nach über 40 Jahren Forschungsarbeit auf dem Rebstockgelände erreichen nicht nur viele altgediente Mitarbeiter das Rentenalter sondern kommen auch die örtlichen Gegebenheiten in die Jahre. Ich denke hier z.B. an die unendlichen Provisorien Praktikumsbaracke und Containerräume. Da trifft es sich gut, daß die Neubaupläne inzwischen so konkret geworden sind, dass der Umzugstermin fest für Oktober 2004 vereinbart ist. Wichtiger noch als neuer Büros und Labore – auf die Neubausituation komme ich noch zurück – ist der personelle Umbruch. Die Nachfolge von Prof. Schmidt-Böcking ist unerwartet schnell und erfolgreich geregelt worden. Dr. Reinhard Dörner –im Institut nicht unbekannt – hat zu Beginn dieses Jahres seinen Dienst als C4 Professor angetreten. Besonders erfreulich in diesem Zusammenhang ist die Tatsache, daß Prof. Schmidt-Böcking dem Institut und Fachbereich weiterhin mindestens bis zum Jahr 2004 erhalten bleiben wird. Die Nachfolge von Prof. Bethge wird hoffentlich im Laufe des Jahres 2002 entschieden werden. Zwei weitere Neuberufungen (zusammen mit der GSI) stehen für die nahe Zukunft im Programm. Nicht nur Hochschulprofessoren erreichen irgendwann das Rentenalter sondern auch die übrigen wissenschaftlichen und nichtwissenschaftlichen Mitarbeiter. Es ist jetzt schon absehbar, dass es schwierig werden wird, die dadurch entstehenden Lücken durch neue Mitarbeiter zu ersetzen. Hier für Kontinuität zu sorgen und die bestehenden Kompetenzen zu erhalten wird eine der wichtigsten Aufgaben der nächsten Jahre sein.

Der Neubau des Instituts für Kernphysik Frankfurt ist schon seit vielen Jahren im Gespräch. In der städtischen Planung für das Rebstockgelände wurde der Auszug des Instituts aus den Gebäuden am Rebstock bis Ende des Jahres 2004 vorgesehen und in einer Vereinbarung zwischen dem Land Hessen, der Universität Frankfurt und der Stadt Frankfurt festgeschrieben. Auf Grund dieser Vereinbarung erhielt das Staatsbauamt Frankfurt gegen Ende des Jahres 2000 den Auftrag den Neubau des gesamten Fachbereichs Physik so zu planen, dass unser Institut vor Ablauf des Jahres 2004 umziehen kann. Seitdem hat ein Architektenwettbewerb stattgefunden, wurde die Finanzierung durch Land und Bund sichergestellt, wurde ein Architekturbüro ausgewählt und die Haushaltsunterlage Bau angefertigt. Der Baubeginn auf dem neuen natur-wissenschaftlichen Campus Riedberg (früher Niederurseler Hang) ist auf den 1.11.2002 terminiert. Die Detailplanung der neuen Gebäude, des Auszugs hier am Rebstock und des Einzugs in 28 Monaten ist eine weitere Herausforderung für alle Mitarbeiter. Für die bisher in diesem Zusammenhang erfahrene Unterstützung möchte ich mich an dieser Stelle ganz herzlich bedanken.

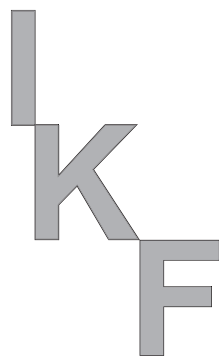
Die Forschung am Institut für Kernphysik in Frankfurt wurde im Jahre 2001 von mehreren Institutionen mit insgesamt 2.736.998,-DM (Drittmittel) unterstützt. An erster Stelle möchte ich hier die Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt nennen, die uns nicht nur exzellente Forschungsmöglichkeiten an ihren Beschleunigern bietet, sondern unsere Forschung auch fördert und finanziell unterstützt. Ohne die institutionelle Förderung durch das Bundesministerium für Forschung und Technologie und das Hessische Ministerium für Wissenschaft und Kultur wäre ein erfolgreicher Forschungsbetrieb im IKF nicht möglich. Weitere helfende Institutionen sind:

Deutsche Forschungsgemeinschaft
DFG, Graduierten-Kolleg, Bonn
EU, Brüssel
Forschungszentrum Jülich GmbH (KFA und Int. Büro)
DESY, Hamburg
VW-Stiftung, Hannover
Deutsche Stiftung für Umwelt
VDI-Düsseldorf
Hermann Willkomm-Stiftung
WE-Heraeus-Stiftung, Hanau
Humboldt-Stiftung, Bonn
DAAD, Bonn
Schott, Mainz
Roentdek, Kelkheim

Frankfurt/M. Mai 2002



Prof. Herbert Ströbele
Geschäftsführender Direktor



Kernphysik

Atomphysik

Materialforschung

Apparative Entwicklungen

IKF Einrichtungen

Results on Particle Yields, Fluctuations, and Correlations from NA49 *

C.Blume², R.Bramm¹, P.Buncic¹, P. Dinkelaker¹, M.Gazdzicki¹, T.Kollegger¹, I.Kraus¹, A.Mischke³, R.Renfordt¹,
A.Sandoval², H.Sann², R.Stock¹, H.Ströbele¹, A.Wetzler¹, J.Zaranek¹ for the NA49 Collaboration.

¹Universität Frankfurt, ²GSI Darmstadt

Experiment NA49 at the Cern SPS uses a large acceptance detector for a systematic study of particle yields, event-by-event fluctuations, anisotropic azimuthal flow, and two particle correlations in nucleus–nucleus collisions. Preliminary results for Pb+Pb collisions at 40, 80 and 158 A-GeV beam energy are shown and compared to measurements at lower and higher energies.

The NA49 experiment [1] was designed for the investigation of hadron production in the most violent Pb+Pb interactions at the Cern SPS. The main features are large acceptance precision tracking and particle identification using time projection chambers (TPCs). The first two are located inside superconducting dipole magnets which provide the particle trajectory bending necessary for momentum determination. Charged particles in the forward hemisphere of the reaction are identified from the measurement of their energy loss dE/dx in the TPC gas (accuracy 3–4 %).

At central rapidity the identification is further improved by measurement of the time-of-flight (resolution 60 ps) in two arrays of scintillation counter tiles (TOF-T) and strips (TOF-G). Strange particles are detected via decay topology and invariant mass measurement. The forward calorimeter VCAL measures the energy of the projectile spectators from which one can deduce the impact parameter in A+A collisions.

1 Yields of π , K, Λ and $\bar{\Lambda}$

The energy dependence of pion multiplicity (entropy) and strange particle yields is expected to be sensitive to the formation of a state of deconfined hadron constituents. In the following we describe how results on these observables were obtained with the NA49 detector. Raw K^+ and K^- yields were extracted from fits of the distributions of dE/dx and TOF (where available) in narrow bins of rapidity y and transverse momentum p_T . The resulting spectra were then corrected for geometrical acceptance, losses due to in-flight decays and reconstruction efficiency. The latter was determined from embedding simulated tracks into real events and amounted to $\approx 95\%$. Spectra of π^- mesons were derived from the acceptance corrected negatively charged particle yields in p_T and y (assuming the π mass) by subtracting the estimated contribution of K^- , \bar{p} and the contamination from secondary hadron decays. The ratio π^+/π^- was determined in the region where both dE/dx and TOF are available (0.91, 0.94 and 0.97 at 40, 80 and 158 A-GeV) and was assumed to be y independent. The resulting rapidity distributions of π^- are plotted in Fig.1 (upper part). The integrated yields are 312 ± 15 , 445 ± 22 and 610 ± 30 at 40, 80 and 158 A-GeV respectively. The yield of pions (estimated here as $\langle \pi \rangle = 1.5 \cdot (\langle \pi^- \rangle + \langle \pi^+ \rangle)$) divided by the number of wounded nucleons (participants) N_W is shown versus the Fermi en-

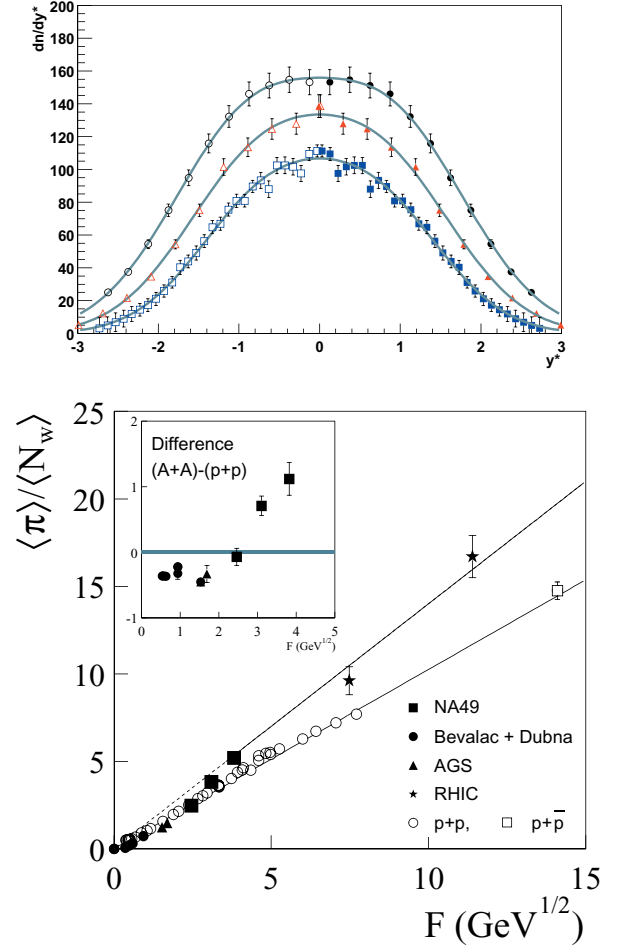


Figure 1: Upper: Rapidity distribution of π^- in central Pb+Pb collisions at 40 (squares), 80 (triangles) and 158 (dots) A-GeV. Open symbols show values reflected at $y^*=0$ (NA49 preliminary). Lower: total pion multiplicity $\langle \pi \rangle$ produced per wounded (participant) nucleon versus the Fermi energy variable $F \approx s_{NN}^{0.25}$ for p+p reactions (open symbols) and central nucleus–nucleus collisions (full symbols)

ergy variable $F \equiv (\sqrt{s} - 2m_N)^{3/4} / \sqrt{s_{NN}}^{1/4} \approx s_{NN}^{1/4}$ in Fig.1 (lower part). While p+p data show a linear rise throughout there is a change for A+A collisions (illustrated more clearly in the inset) in the SPS energy range. Below one finds a regime of slight suppression, above a region of enhancement with a steeper linear rise than for p+p reactions.

Kaons contain about 75% of the s, \bar{s} quarks in the produced hadrons at SPS energies and thus their number indicates the total strangeness content of the final state. The rapidity distributions are displayed in Fig.2 and integrate

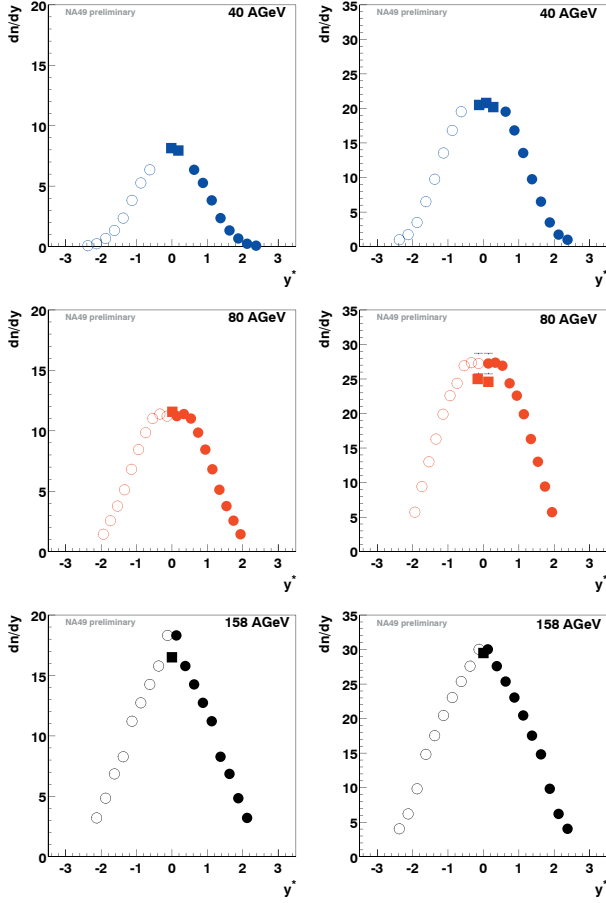


Figure 2: Rapidity distribution of K^- (left column) and K^+ (right column) from dE/dx (circles) and combined dE/dx and TOF (squares) analysis. Open symbols show values reflected at $y^*=0$. (NA49 preliminary)

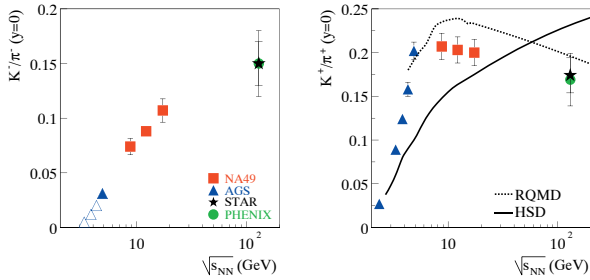


Figure 3: Midrapidity ratio of K^-/π^- (left) and K^+/π^+ (right) as function of energy from NA49 (squares, preliminary) compared to measurements at lower and higher energies. Predictions of the RQMD [2] (dotted) and HSD [3] (full curve) models are shown.

with small extrapolation to total yields of 18 ± 1 , 29 ± 2 , 50 ± 5 for K^- and 56 ± 3 , 79 ± 5 , 95 ± 9 for K^+ at 40, 80, 160 A-GeV respectively. In general, yields of particles increase with energy. Changes in the composition of the produced system are better characterised by particle ratios. Measurements of K^-/π^- and K^+/π^+ at midrapidity from NA49 are plotted versus energy in Fig.3 and compared to results at lower and higher energies. A continu-

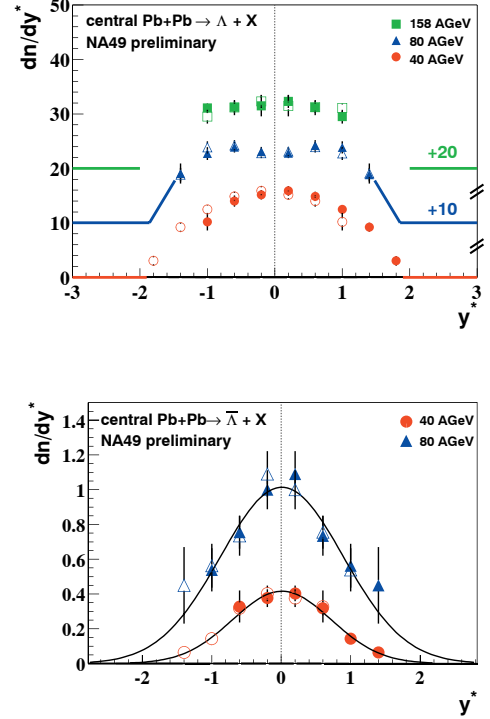


Figure 4: Rapidity distribution of Λ (upper) and $\bar{\Lambda}$ (lower). Open symbols show values reflected at $y^*=0$. Λ yields at 80 and 158 A-GeV are displaced vertically by 10 respectively 20 units for clarity. (NA49 preliminary)

ous increase is seen for K^-/π^- . For K^+/π^+ one finds a steeper rise followed by a maximum at the lower end of the SPS energy region and a gradual decrease.

The most abundantly produced hyperons are Λ and $\bar{\Lambda}$ for which Fig.4 shows the rapidity distributions. These show a broad shape for Λ reflecting the associate production mechanism and the partially stopped participant nucleon distribution. In contrast the distribution is of narrower Gaussian type for $\bar{\Lambda}$ which are most likely produced as members of hyperon-antihyperon ($Y\bar{Y}$) pairs. The ratios $\langle \Lambda \rangle / \langle \pi \rangle$ and $\langle \bar{\Lambda} \rangle / \langle \pi \rangle$ of 4π integrated yields are displayed as a function of energy in Fig.5. One observes a steep threshold rise for the $\langle \Lambda \rangle / \langle \pi \rangle$ ratio followed by a decline the gross feature of which can be attributed to the rapidly decreasing net baryon density. The ratio $\langle \bar{\Lambda} \rangle / \langle \pi \rangle$ exhibits a continuous rise due to the high mass $Y\bar{Y}$ threshold. The ratio $\bar{\Lambda}/\Lambda$ as function of cms energy is shown in Fig.6 in the range from AGS to RHIC energies. The decrease with energy reflects the decrease in net baryon density or baryochemical potential.

2 Event-to-event charge fluctuations

Recently it was proposed that event-to-event fluctuations of the charge ratio $R=N_+/N_-$ or the net charge $Q=N_+-N_-$ may be sensitive to deconfinement in the early stage of nucleus-nucleus collisions [8, 9]. The smaller charge quanta in a partonic phase are expected to result in a reduction of such fluctuations.

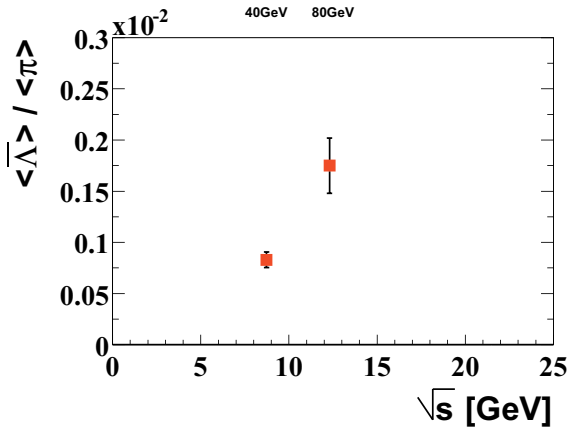
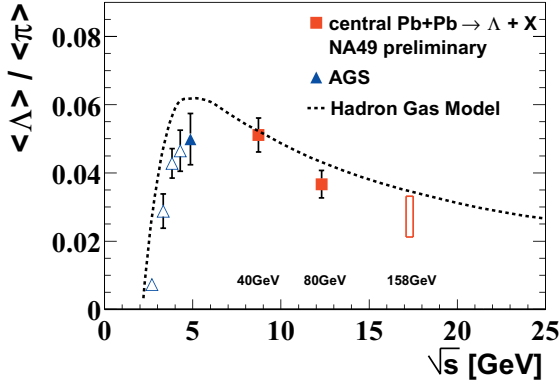


Figure 5: 4π yield ratios $\langle \Lambda \rangle / \langle \pi \rangle$ (upper) and $\langle \bar{\Lambda} \rangle / \langle \pi \rangle$ (lower) versus energy from NA49 (squares, preliminary) and lower energy AGS experiments. The dotted line shows a prediction from the extended hadron gas model [4].

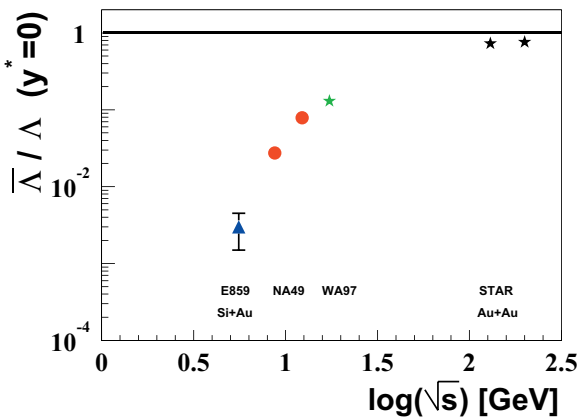


Figure 6: Ratio $\bar{\Lambda} / \Lambda$ as function of cms energy including data from AGS [5], preliminary data from NA49 at 40 and 80 A GeV, data from WA87[6] and STAR[7].

The quantity Φ_q was proposed in ref. [10] for studying fluctuations of the net charge. It is independent of the

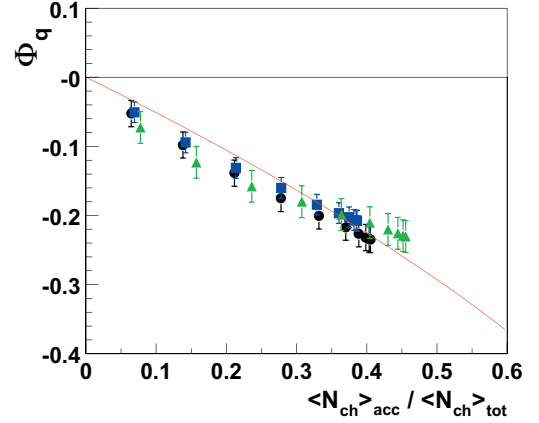


Figure 7: Measure of event-to-event charge fluctuations in central Pb+Pb collisions: Φ_q versus the ratio $\langle N_{ch} \rangle / \langle N_{ch} \rangle_{tot}$ of the multiplicity in the acceptance window and the total multiplicity in the events; the curve shows the prediction for independent particle emission plus global charge conservation (NA49 preliminary).

number of superimposed particle sources, has value zero for independent particle emission and -1 for local charge conservation. Preliminary NA49 measurements are plotted in Fig.7 versus the ratio $\langle N_{ch} \rangle / \langle N_{ch} \rangle_{tot}$ of the multiplicity in the acceptance window and the total multiplicity in the events. The results are close to the prediction for independent particle emission plus global charge conservation $\Phi_q^{cc} = \sqrt{1 - \langle N_{ch} \rangle / \langle N_{ch} \rangle_{tot}} - 1$ (ref. [11], line in Fig.7).

3 Directed and Elliptic Flow

Anisotropic flow in non-central collisions is sensitive to pressure in the early stage of the reaction, which can transform the initial space anisotropy of the reaction zone into an azimuthal anisotropy of the momentum distribution of the observed particles. The onset of deconfinement might result in a minimum of this effect [12]. Anisotropic flow is quantified by the Fourier coefficients v_n of the distribution of particle azimuthal angles Φ with respect to the reaction plane Ψ [13]:

$$v_n = \langle \cos(n(\Phi_i - \Psi_n)) \rangle = \sqrt{2} \langle \sin(n \cdot \Phi_i) \cdot \sin(n \cdot \Psi_n) \rangle$$

Corrections for reaction plane resolution, nonuniform azimuthal acceptance and momentum conservation were applied. The results for v_1 (directed flow) and v_2 (elliptic flow) for pions are plotted versus rapidity in Fig.8. The values for v_1 decrease from 40 (upper) to 158 (lower) A·GeV by a factor of 2, whereas v_2 shows a slight increase.

4 $\Lambda\Lambda$ and Λp correlations

Two particle correlations between Λ hyperons are one possibility to probe the $\Lambda\Lambda$ interaction. An attractive potential will manifest through a positive correlation at low relative momenta superimposed on the Pauli suppression for vanishing momentum difference. Confirmation of an attractive potential would support the speculation of ex-

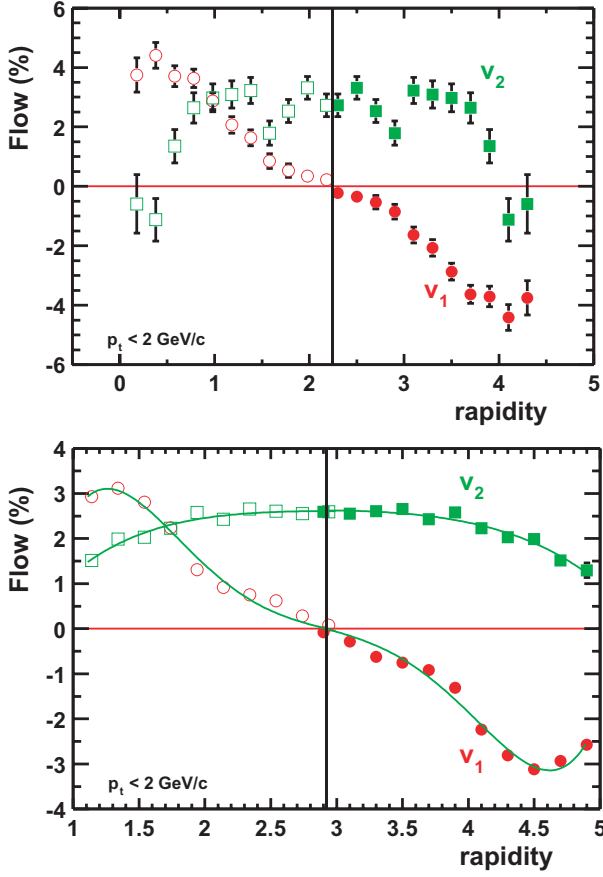


Figure 8: Fourier coefficients v_1 (directed flow) and v_2 (elliptic flow) of the azimuthal distribution of pions in min.bias Pb+Pb collisions versus the rapidity at 40 (upper) and 158 (lower) A·GeV beam energy (NA49 preliminary).

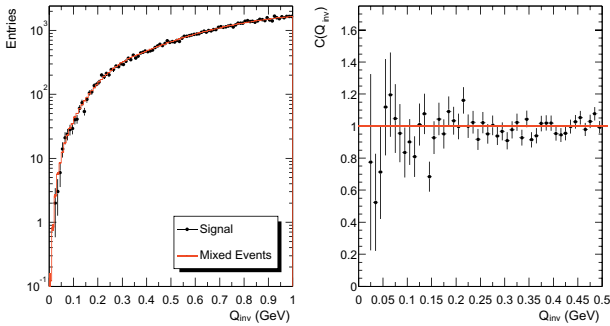


Figure 9: $\Lambda\Lambda$ correlation function in terms the invariant momentum difference

istence of a $\Lambda\Lambda$ dibaryon state. Na49 has extracted from 3 million central Pb+Pb collisions at 158 A GeV the $\Lambda\Lambda$ correlation function which is shown in Fig.9. No positive correlation beyond the level of our statistical errors is visible.

A less exotic observable is the Λp correlation, is shown in Fig.10 as function of $k = 0.5 \cdot |\mathbf{p}_\Lambda - \mathbf{p}_p|$, where \mathbf{p}_Λ and \mathbf{p}_p are momenta of Λ and proton in the pair c.m. system.

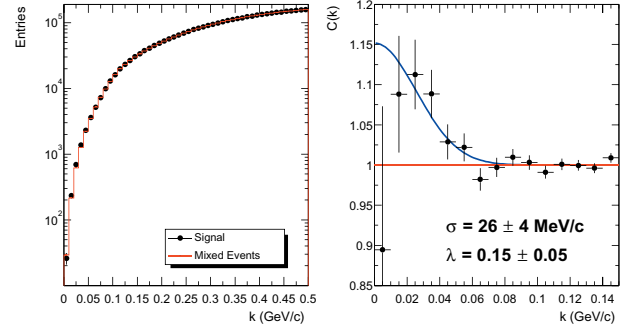


Figure 10: Λp correlation function in terms momentum difference $k = 0.5 \cdot |\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2|$

step towards an estimate of the source size responsible for hyperon production.

Acknowledgements

*gefördert vom Bundesministerium für Bildung und Forschung

References

- [1] S.Afanasev et al., NIM **A430** (1999) 210.
- [2] F. Wang, H. Liu, H. Sorge, N. Xu and J. Yang, Phys. Rev. **C61** (2000) 064904.
- [3] W. Cassing, E.L. Bratkovskaya and S. Juchem, Nucl. Phys. **A674** (2000) 249.
- [4] J. Cleymans and K. Redlich, Phys. Rev. **C60** (1999) 054908, P. Braun-Munzinger et al., Nucl. Phys. **A697** (2002) 902.
- [5] B.A. Cole *et al.* E802 Coll., NPA590(1995) 179c
- [6] E. Andersen et al., WA97 Coll., PLB449(1999)401
- [7] H. Caines *et al.* STAR Coll., Proc. QM2001 NPA: in print
- [8] S.Jeon and V.Koch, PRL **85** (2000) 2076.
- [9] M.Asakawa, U.Heinz and B.Müller, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 2072.
- [10] M.Gaździcki, Eur. Phys. J. **C8** (1999) 131.
- [11] J.Zaraneek, preprint hep-ph/0111228 (Nov. 2001)
- [12] C.Hung and E.Shuryak, PRL **75** (1995) 4003.
- [13] A.Poskanzer and S.Voloshin, PRC**58** (1998) 1671.

Zweiteilchenkorrelationen in STAR^{B,G}

C. Adler¹, J. Berger¹, T. Dietel¹, D. Flierl¹, T. Kollegger¹, J.S. Lange¹, R. Stock¹,
C. Struck¹ für die STAR Kollaboration

¹Johann Wolfgang Goethe Universität Frankfurt am Main
^{B,G}gefördert von BMBF und GSI

Die erste Strahlperiode am RHIC (**R**elativistic **H**eavy **I**on **C**ollider) Beschleuniger wurde im Jahr 2000 durchgeführt [1]. Dabei wurden mehr als 10^6 AuAu Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{NN}} = 130 \text{ GeV}$ mit dem STAR Detektor aufgezeichnet [2].

Die Analyse von Zweiteilchenkorrelationen ermöglicht die Bestimmung der raumzeitlichen Struktur des kinetischen Ausfrierens der Teilchenquelle, die bei ultrarelativistischen Schwerionenkollision erzeugt wird. Diese Information ist nützlich, um die Expansion der heißen, hoch dichten Kernmaterie ins umgebende Vakuum zu beschreiben.

Die Messung der Homogenitätslängen (HBT Radien) erfolgt durch eine Parametrisierung der zweiteilchen Pion-Korrelationsfunktion in den drei Impulskomponenten q_{out} , q_{side} und q_{long} . Die entsprechenden Radien R_{out} , R_{side} und R_{long} können im Rahmen eines hydrodynamischen Modells [3] interpretiert werden.

Abbildung 1 zeigt die Abhängigkeit der gemessenen HBT Radien von der Schwerpunktsenergie [4]. Obwohl am RHIC Energiedichten erzeugt werden, die weit höher liegen als bei niedrigeren Schwerpunktsenergien steigen die Werte für die HBT Radien nur leicht an. Eine detaillierte Bewertung der Radien im Rahmen eines Modells deutet allerdings auf eine verstärkte transversale Expansion und eine höhere Temperatur bei hohen Schwerpunktsenergien hin.

In Abbildung 2 sind die HBT Radien als Funktion der Zentralität dargestellt [4]. Die Abhängigkeit entspricht der naiven Vorstellung, dass bei kleinerem Stoßparameter und damit größerem Überlapp der beiden kollidieren Kerne ein größeres Reaktionsvolumen gemessen wird.

Das Verständnis der Zweiteilchenkorrelationen wird durch Verbesserungen der Modellrechnungen sowie durch Messungen bei verschiedenen Schwerpunktsenergien in naher Zukunft verbessert werden.

Referenzen

- [1] T.Roser, Nucl. Phys. **A698** (2002) 23c
- [2] J.W. Harris, Nucl. Phys. **A698** (2002) 64c
- [3] U.A. Wiedemann, Phys. Rep. **319** (1999)
- [4] C. Adler et al., Phys. Rev. Lett. **87** (2001)

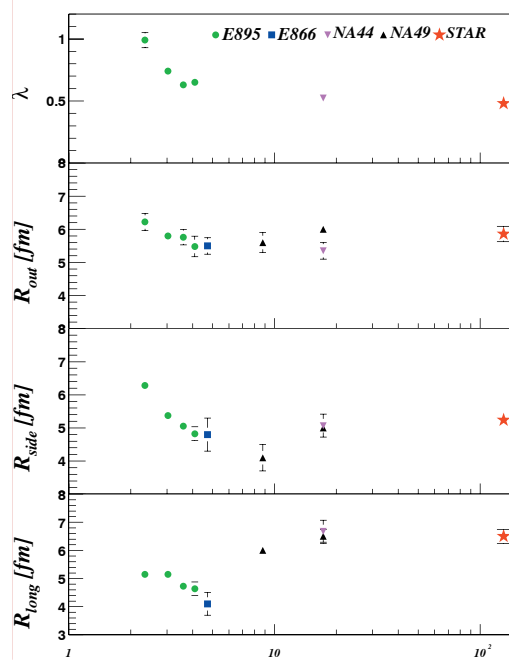


Abbildung 1
Abhängigkeit der HBT Radien von der Schwerpunktsenergie.

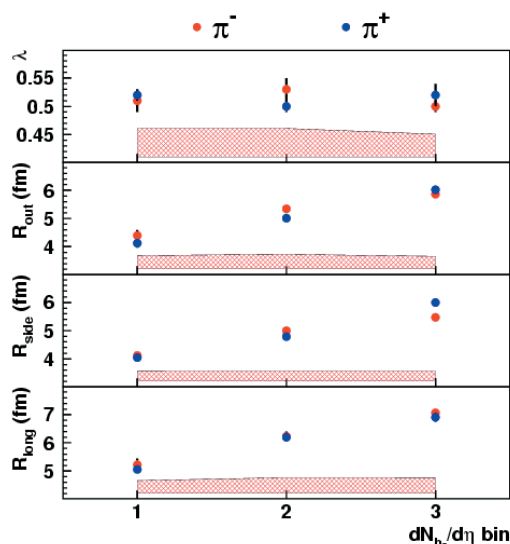


Abbildung 2
Abhängigkeit der HBT Radien von der Zentralität (Bin 3 entspricht dem kleinsten Stoßparameter).

Fragmentation of Unstable Neutron-Rich Oxygen Beams

A. Leistenschneider¹, T. Aumann², K. Boretzky³, L.F. Canto⁷, B.V. Carlson⁸, D. Cortina², U. Datta Pramanik², Th.W. Elze¹, H. Emling², H. Geissel², A. Grünschloß¹, K. Helariutta², M. Hellström², M.S. Hussein⁹, S. Ilievski^{1,2}, K.L. Jones², J.V. Kratz³, R. Kulesa⁵, Le Hong Khien³, E. Lubkiewicz⁵, G. Münzenberg², R. Palit¹, P. Reiter⁶, C. Scheidenberger², K.-H. Schmidt², H. Simon⁴, K. Sümmerer², E. Wajda⁵, W. Walus⁵

¹Universität Frankfurt, Germany; ²GSI Darmstadt, Germany; ³Universität Mainz, Germany; ⁴Technische Universität

Darmstadt, Germany; ⁵Uniwersytet Kraków, Poland; ⁶Ludwig-Maximilians-Universität, München, Germany;

⁷Universidade Federal do Rio de Janeiro, Brazil; ⁸CTA Sao Jose dos Campos, Brazil; ⁹Universidade de Sao Paulo, Brazil

Fragmentation of energetic heavy-ion beams is widely used to produce secondary beams of exotic nuclei far from stability. Recently, two-step fragmentation processes were discussed in the context of an efficient production of very neutron-rich isotopes at next-generation exotic nuclear beam facilities. This process involves an unstable neutron-rich fragment as an intermediate product which undergoes fragmentation again, yielding the final nucleus of interest. So far, the influence of the neutron-to-proton ratio of the projectile on the projectile fragment distributions (the "memory effect") was studied in a very narrow range of isospin only, since stable projectiles were used.

In this measurement [1], fragmentation of the unstable neutron-rich nuclei $^{19,20,21}\text{O}$, together with that of the stable $^{17,18}\text{O}$ isotopes was studied. Secondary beams of $^{17-21}\text{O}$ ions were produced in a fragmentation reaction of a primary ^{40}Ar beam (720 MeV/u) delivered by the synchrotron SIS at GSI. Secondary oxygen beams with kinetic energies around 600 MeV/u were subsequently separated in the Fragment Separator FRS and transported to the LAND experimental area. Both the incident projectiles and their fragments produced in interactions with carbon and lead targets were identified with regard to mass and charge number and the fragment angular distributions were measured; for experimental details see [1]. Fragment production cross sections could be determined for $^{17-21}\text{O}$ projectiles and carbon, nitrogen, and oxygen fragments which include both stable and neutron-rich isotopes. The results obtained for the carbon target are shown in Fig. 1. The data are compared with fragment production cross sections obtained from the empirical EPAX parameterization [2] and with those obtained from two different abrasion-ablation models [3, 4], which are based on a microscopic description of the fragmentation process. As seen in Fig. 1, the EPAX parameterization seems to reproduce the general trend of the data rather well. Though the EPAX formula was obtained by adjusting to fragmentation data of stable beams only, the good, almost quantitative description indicates that the parameterization of the "memory effect" is valid also for unstable projectiles as neutron-rich as ^{21}O ($A/Z = 2.625$). An obvious deficiency of the EPAX parameterization, however, is the fact that the odd-even effects, observed in the experimental data particularly for the nitrogen fragments, cannot be reproduced. This is expected since the EPAX parameterization does not contain any physical description and no attempt has been made to parameterize the odd-even effects.

The experimental data show that isotopes with even neutron numbers, especially ^{15}N with a closed $N=8$ shell, are more abundantly produced than their neighbors with

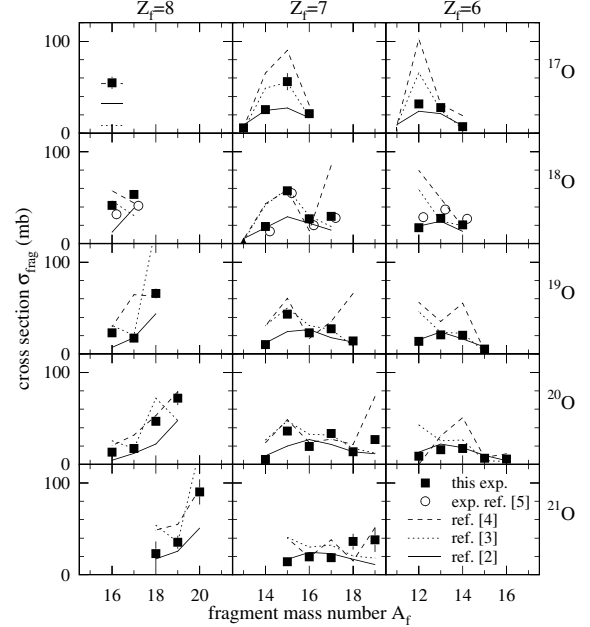


Figure 1: Production cross sections of fragments of $^{17-21}\text{O}$ beams (carbon target).

odd neutron numbers. It is likely that the large difference in neutron separation energy between unpaired and paired neutrons is responsible for the odd-even staggering in the production cross sections. This is illustrated by quoting the one-neutron separation energies of the $^{15,16,17,18}\text{N}$ isotopes which amount to 10.8, 2.5, 5.9 and 2.8 MeV, respectively. The unpaired neutron in ^{16}N or in ^{18}N is thus easily removed at the end of the evaporation chain, explaining their lower production cross sections in comparison to ^{15}N or ^{17}N , respectively. Odd-even effects in the production cross sections are predicted by both formulations of the abrasion-ablation model as seen from Fig. 1. Apparently, both calculations, however, overestimate the effects. Nevertheless, the results, in general, agree with the experimental data within roughly a factor of two.

References

- [1] A. Leistenschneider *et al.*, submitted to Phys. Rev. C
- [2] K. Sümmerer *et al.*, Phys. Rev. **C42**, 2546 (1990); K. Sümmerer and B. Blank, Phys. Rev. **C61**, 034607 (2000)
- [3] J.J. Gaimard and K.-H. Schmidt, Nucl. Phys. **A531**, 709 (1991)
- [4] B.V. Carlson, M.S. Hussein and R.C. Mastroleo, Phys. Rev. C **46**, R30 (1992); B.V. Carlson, Phys. Rev. **C51**, 252 (1995)
- [5] D.L. Olson *et al.*, Phys. Rev. **C24**, 1529 (1981); Phys. Rev. **C28**, 1602 (1983)

Reaction Studies and Continuum Spectroscopy with Exotic Neutron-Rich Nuclei ^{B,G}

H. Simon¹, D. Aleksandrov², T. Aumann³, L. Axelsson⁴, T. Baumann³, M.J.G. Borge⁵, D. Cortina-Gil³, L.V. Chulkov^{2,3}, W. Dostal⁶, B. Eberlein^{3,6}, Th.W. Elze⁷, H. Emling³, C. Forssén⁴, H. Geissel³, M. Hellström³, B. Jonson⁴, J.V. Kratz⁶, R. Kulessa⁸, Y. Leifels³, K. Markenroth⁴, M. Meister^{1,4}, G. Münzenberg³, T. Nilsson⁴, G. Nyman⁴, M. Pfützner³, A. Richter¹, K. Riisager⁹, C. Scheidenberger³, G. Schrieder¹, O. Tengblad⁵, M.V. Zhukov⁴

¹TU Darmstadt, ²Kurchatov Institute, Moscow, ³GSI Darmstadt, ⁴CTH Göteborg, ⁵CSIC Madrid, ⁶Univ. Mainz,

⁷Univ. Frankfurt, ⁸Univ. Kraków, ⁹Univ. Aarhus

Break-up reactions of neutron-rich ^{6,8}He isotopes have been studied at energies of 240 and 226 MeV/u respectively. The one neutron knockout channel provides essential information about the nuclear structure of the projectile and intermediate unbound resonance states, populated in the reactions.

For the ⁶He reactions, the ⁵He invariant mass, $\alpha - n$ angular correlation spectra, the ⁵He-fragment momentum distributions and one-neutron knockout cross sections have been compared for hydrogen, carbon and lead targets detecting one neutron in coincidence with the α in the exit channel. While the ⁵He invariant mass spectra do not reveal target dependence, the ⁵He momentum distribution becomes wider for lighter targets. The neutron knockout model in the sudden approximation reproduces satisfactorily the experimental observables. The difference in momentum distributions is explained by a smooth dependence of the cut-off parameter R_{cut} on the target size. It is introduced to assure fragment survival in the reaction and thus reflects the effective size of the ⁵He subsystem inside ⁶He. The R_{cut} parameter is therefore as well directly connected with the neutron knock-out cross section:

$$\sigma_{-1n} = \sigma_T < n > P(R_{cut}) \quad (1)$$

where the cross section σ_T for free neutron-target interaction was taken from published experimental data, R_{cut} is obtained from the fit to the measured momentum distribution of the ⁵He fragments, $P(R_{cut})$ is the probability to find a $p_{3/2}$ neutron in the projectile outside a cylindrical cut through the ⁶He nuclear matter density distribution, and $< n >$ is the mean number of neutrons in the $p_{3/2}$ shell. $P(R_{cut})$ was obtained by integration of the squared single-neutron wave function $|\psi(r)|^2$. The $\psi(r)$ functions were calculated by solving Schrödinger equations with Gaussian-shaped potentials. The radial parameter of the potential was fixed by the known r.m.s. radii of ⁶He ($< r^2 >^{1/2} = 2.48 \pm 0.03$) while the potential depths were chosen to reproduce the known one-neutron binding energy (1.87 MeV for ⁶He \rightarrow ⁵He+n). The good agreement between calculated and measured values shown in Table 1 gives evidence that the neutron knock-out mechanism remains important even for heavy targets.

Table 1: Calculated and experimental one-neutron knock-out cross sections, including the parameters used in the calculations.

⁶ He 240 MeV/u				
Target	R_{cut}	$P_n(R_{cut})$	σ_{-1n}^{calc} (mb)	σ_{-1n}^{exp} (mb)
¹ H	2.6	0.298	22.6	30 \pm 13
¹² C	3.1	0.202	111	127 \pm 14
²⁰⁸ Pb	3.95	0.105	358	320 \pm 90

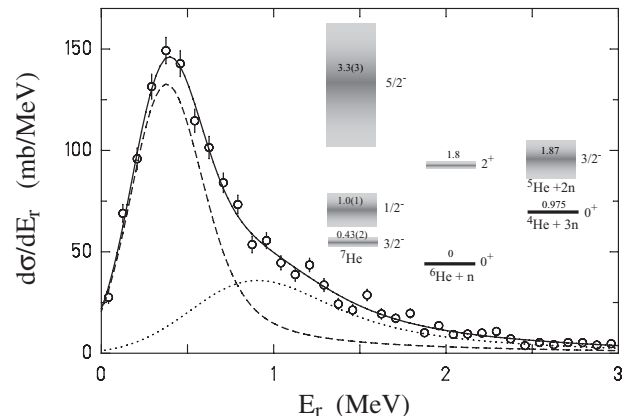


Figure 1: Coincidence cross section of the ⁶He-n system after breakup of 227 MeV/u ⁸He on a carbon target as function of the relative energy E_r . The lines show the decomposition of a fit to the data (solid) into the groundstate (dashed) and the proposed first excited state (dotted), using a R-Matrix expression folded with the experimental acceptance and response. The inset shows the proposed level scheme with the new $1/2^-$ state in ⁷He.

While the measured invariant mass spectrum for the unbound ⁵He shows dominantly a contribution from the known ground state, for ⁷He a similarly simple description fails [1]. The invariant mass spectrum of ⁷He displayed in Figure 1 shows a structure near the threshold, which can only be interpreted in a consistent way, if an overlap of the known ⁷He $J^\pi = 3/2^-$ ground state resonance with an excited state at 1.0(1) MeV and of a width $\Gamma = 0.75(8)$ MeV is assumed. We assign this new resonance to the $J^\pi = 1/2^-$ spin orbit partner. A profound statistical analysis has been applied to prove that (i) the observed structure cannot be described as a single resonance and (ii) the known ground state properties are consistently reproduced in a free parameter fit. The spin assignment is supported by an independent measurement of an angular correlation function for which the anisotropy was found to be reduced by a factor of two compared with the ⁵He case where only a small admixture of the first $1/2^-$ excited state was observed. Theoretical models result in a wide spread for the spin-orbit splitting for ⁷He to be between about 0.9 and 3.0 MeV. The current observation is in good agreement with the lowest value obtained in recent many-body quantum Monte-Carlo calculations [2].

References

- [1] M. Meister, K. Markenroth et al., accepted for publication in Phys. Rev. Lett.
- [2] B.S. Pudliner et al., Phys. Rev. **C56**(1997)1720, R.B. Wiringa et al., Phys. Rev. **C62**(2000)014001

Coulomb Breakup of the One-Neutron Halo Nucleus ^{11}Be

R.Palit^a, T.Aumann^b, K.Boretzky^c, D.Cortina^b, U.Datta Pramanik^b, Th.W.Elze^a, H.Emling^b, H.Geissel^b, A.Grünschloß^a, M.Hellström^b, S.Ilievski^{a,b}, N.Iwasa^b, K.L.Jones^b, J.V.Kratz^c, R.Kulesa^d, Y.Leifels^b, A.Leistenschneider^a, E.Lubkiewicz^d, G.Münzenberg^b, P.Reiter^e, C.Scheidenberger^b, H.Simon^f, K.Sümmerer^b, E.Wajda^d, W.Walus^d

^aUniv. Frankfurt, ^bGSI Darmstadt, ^cUniv. Mainz, ^dUniv. Kraków, ^eLMU Garching, ^fTU Darmstadt

One-neutron-removal reactions have been proven to be very useful to study the reaction mechanism and the structure of exotic nuclei. In the present work, the electromagnetic and nuclear contributions to the breakup of ^{11}Be have been investigated with a secondary beam of ^{11}Be (520 MeV/u) on lead and carbon targets.

The secondary beam of ^{11}Be ions was produced by fragmentation of a primary ^{40}Ar beam delivered by the synchrotron SIS at GSI and was separated by the Fragment Separator (FRS). The projectiles were identified uniquely by means of energy loss and time of flight measurements. Behind the target, the fragments were deflected by a large-gap dipole magnet (ALADIN). By using energy-loss and time-of-flight measurements as well as position measurements before and after the dipole magnet, the charge, velocity, scattering angle and the mass of the fragments were determined. Neutrons and γ -rays were detected by the LAND and the 4π -Crystal Ball spectrometer, respectively. The γ -spectra show that the 0^+ , 2^+ , 1^- and 2^- levels of ^{10}Be were populated in one-neutron-removal reactions, both with the carbon target and with the lead target (see Fig. 1). The detector response functions corresponding to the individual γ -rays were generated with the Monte Carlo code GEANT in a simulation procedure that took into account the Doppler shift. The calculated line shapes, together with a smooth background, were fitted to the measured spectra and thus determine the relative population of excited states and ground state of the ^{10}Be core.

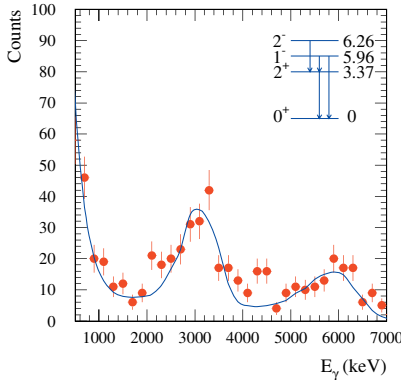


Figure 1: Doppler corrected γ -energy spectrum measured with the Crystal Ball in coincidence with ^{10}Be and one neutron (Pb target). The fitted spectrum is shown by solid line.

The observed γ -spectrum from the ^{10}Be fragment indicates that not only the halo neutron, but also neutrons from the core are removed. For the further analysis, the excitation energy spectrum of ^{11}Be was reconstructed from the measured momenta of the ^{10}Be fragment and the emitted neutron. These spectra were differentiated according to the ground state or the excited states in the ^{10}Be fragment. By comparing these differ-

ential cross sections in case of electromagnetic excitation (Pb-target) with the cross sections calculated on the basis of the direct-breakup model, one can deduce information about the ground state structure [1]. The ground state of ^{11}Be with spin $I^\pi = 1/2^+$ can be represented as $|^{11}\text{Be} \rangle = \sqrt{S_1}|2s_{1/2}\nu \otimes 0^+ \rangle + \sqrt{S_2}|1d_{5/2}\nu \otimes 2^+ \rangle + \dots$, where S_1 and S_2 represent the spectroscopic factors for the two configurations with neutrons in the $2s_{1/2}$ and $1d_{5/2}$ orbits, respectively.

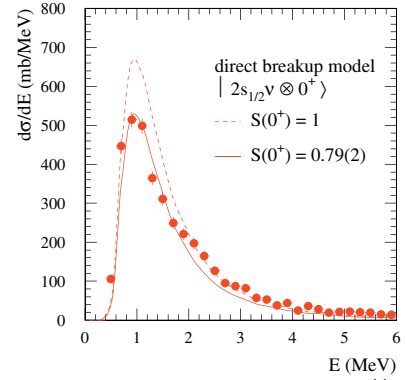


Figure 2: Excitation energy spectrum of ^{11}Be obtained with the Pb target requiring the ^{10}Be fragment to be in its ground state. Calculations within the direct breakup model are also shown.

By subtracting contributions of the excited states as well as nuclear contributions from the measured differential cross section obtained with Pb target, we extract the decay spectrum explicitly for the $2s_{1/2}$ neutron coupled to the ^{10}Be ground state as shown in Fig. 2. By comparing to the direct breakup model we obtain a spectroscopic factor of 0.79(2) for the $2s_{1/2}$ neutron halo configuration, which is consistent with the previous measurements of knockout reactions [2], transfer reactions [3] and with shell model calculations [4].

The excited-state partial cross sections for pure Coulomb and nuclear processes were determined. While in the case of Coulomb dissociation only a few percent of the total breakup cross section is accounted for the ^{10}Be excited state population, about 20% of the nuclear cross section is due to population of the excited states. This is understood due to the strong dependence of the Coulomb breakup cross section on the spatial extension of the neutron wave function.

References

- [1] T. Nakamura *et al.* Phys. Lett. B **331** (1994) 296.
- [2] T. Aumann *et al.* Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 35.
- [3] S. Fortier *et al.* Phys. Lett. B **461**, (1999) 22.
- [4] E. K. Warburton and B. A. Brown, Phys. Rev. C **46** (1992) 923.

Progress Report from the Commissioning of HADES

The HADES collaboration

Overview

The commissioning of the new dielectron spectrometer HADES continued throughout the past year with a strong emphasis on optimisation of detector readout speed, 2nd level trigger implementation, integration to a common data acquisition system, and software development. In addition, the installation of further detector modules went on. The inner detectors surrounding the target (Start/Veto, RICH, and 2 planes of Multiwire Drift Chambers) are now complete. In the outer region the Pre-Shower detector, the outer Time-Of-Flight (TOF) wall and the forward Time-of-Flight paddles (Tofino) are also completed. Furthermore, five modules of the large high resolution tracking detectors (outer MDC planes) were installed. The systems for slow control, detector readout, trigger and data acquisition were continuously extended. The installed spectrometer components cover now the full geometrical acceptance as defined by the superconducting magnet (ILSE).

In altogether 4 commissioning runs with beam in parallel operation to therapy several millions of events could be recorded (see Tab. 1). Considerable progress was made in detector calibration and in the development of the ROOT based analysis package HYDRA which led to the production of data summary tapes necessary for further physics analysis. In parallel, the simulation package HGeant could be completed with refined digitizers for all detectors based on real data and allowing for quantitative comparisons between measurement and simulation.

Reaction	E/A [MeV]	Field [A]	Rec. Events	Anal. Events	DST Gen.
$^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$	1000	400	$1 \cdot 10^7$	$1 \cdot 10^7$	1
$^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$	1000	-	$3 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^6$	1
$^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$	1500	-	$5 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^5$	5
$^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$	1900	2500	$6 \cdot 10^6$	$1 \cdot 10^6$	5
$^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$	2000	2500	$9 \cdot 10^7$	$6 \cdot 10^6$	1
$^{52}\text{Cr}+^{27}\text{Al}$	1500	-	$1 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^5$	2
$^{52}\text{Cr}+^{27}\text{Al}$	1500	2500	$2 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^7$	2

Table 1: Total number of events recorded for various field settings in last years commissioning runs (not ordered in time). Part of the data have been analysed to calibration and hit level and stored in consecutive generations of data summary tapes (DST) for further analysis.

The META detector

The Multiplicity and Electron Trigger array (META) consists of an electromagnetic PreShower detector combined with a Time of Flight scintillator wall with an highly segmented outer part (TOF) and a low segmented inner part (TOFino). The start signal for the time of flight and multiplicity measurement is delivered from a segmented diamond detector. All detector modules as well as the laser calibra-

tion system for the whole Time of Flight wall are complete and operational. The slow control software, in the EPICS framework, is extensively being used, along with its latest and quite useful features of alarm signaling. Considerable increase in readout speed and further improvements in DAQ integration of all components could be achieved. For the TOF wall the already existing readout chain for the timing measurement was supplemented by an additional electronics chain for signal amplitude readout consisting of suitable signal shapers followed by VME ADC's for digitization. The amplitude information allows to better equalize the PMT gain and therefore to achieve a better uniformity in terms of threshold. After proper calibration redundant particle ID for hadrons should be possible in a ΔE -ToF representation as shown in Fig. 1. From the am-

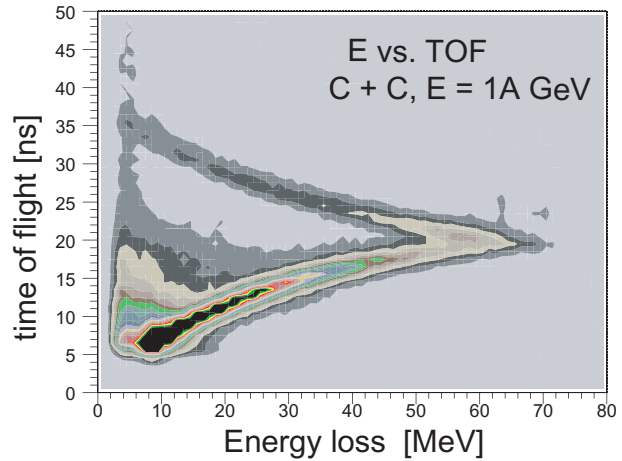


Figure 1: ΔE -ToF correlations measured in one TOF sector with 32 scintillator rods of $3 \times 3 \text{ cm}^2$ cross section.

plitude information the light attenuation length can be evaluated for each rod. The results obtained with the November 2001 beam data are in agreement with previous measurements of cosmic rays and are shown in Fig. 2.

A preliminary analysis of recorded events shows a perfect correlation between the positions as measured with TOF and with the MDC tracking detectors in front. From this analysis a position resolution in the order of 2-3 cm was deduced. The timing resolution was found to be better than 130ps (σ) for the small rods and 150ps (σ) for the large rods, thus achieving the initial design goal for this subdetector. For the 24 large and conically shaped TOFino scintillator paddles placed in front of the PreShower chambers and read out by only 1 phototube an overall time resolution of about 610 ps (σ) was measured. This allows to reduce the number of hadrons misidentified as electrons in the PreShower detector.

The PreShower data were analysed to determine effi-

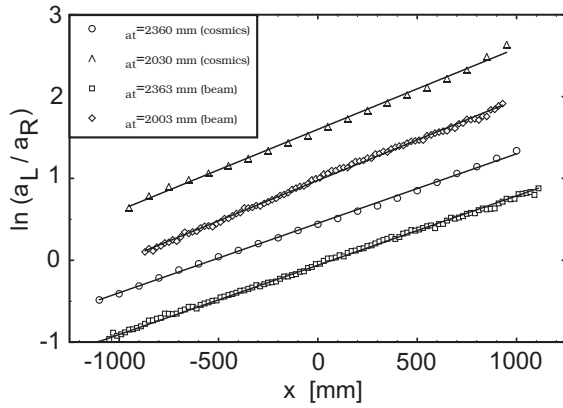


Figure 2: Photon attenuation length of sample rods measured with cosmic rays and beam (C+C, E = 1A GeV).

ciencies for electron identification and hadron misidentification. The results presented in Fig. 3 were obtained for various ratios $F = Q_{post}/Q_{pre}$ of charges deposited in the chambers before (pre-) and behind (post-) the lead converter. The efficiency for electron identification depends on particle momentum and was determined to $\epsilon = 45\%$ at $F=2.0$ for $p = 250$ MeV/c, the average momentum of registered leptons. This result is in good agreement with simulation calculations. Extrapolation to the momenta of decaying vector mesons ($p \simeq 600$ MeV/c) yields $\epsilon = 90\%$ ($F=2.0$). From a combined PreShower-TOFINO analysis it was found that only 5% of protons and 15% of fast pions produce charge ratios $F = 2$, which are then registered as fake lepton candidates. This corresponds to a hadron rejection capability of about 95% for protons and 85% for pions.

Mini Drift Chambers

In the past year a major step towards a completion of the outer tracking section was taken. In the third tracking plane four sectors produced at FZ Rossendorf were equipped and in plane 4 the first chamber was installed. A second chamber of plane 4 was completed in November and is still being tested at IPN Orsay. Modules of the forth tracking plane are 3.2 m long and have an active area of 3.5 m². Figure 4 shows the installation of the outer tracking detectors in the upper sector of the spectrometer. The inner tracking section composed of chambers provided by LHE at the JINR in Dubna and by GSI was already completed in 2000.

During the commissioning runs in 2001 the chambers showed an overall stable operation. The detector system reaches an efficiency ($> 98\%$) and resolution (100-140 μm for single drift cells) well within the design specification. A strong effort was made to tune the readout process in order to achieve stable operation at the anticipated high trigger rates. Full performance will be reached in 2002 when the current VME readout and control boards (SAM modules) will be upgraded from the prototype version to

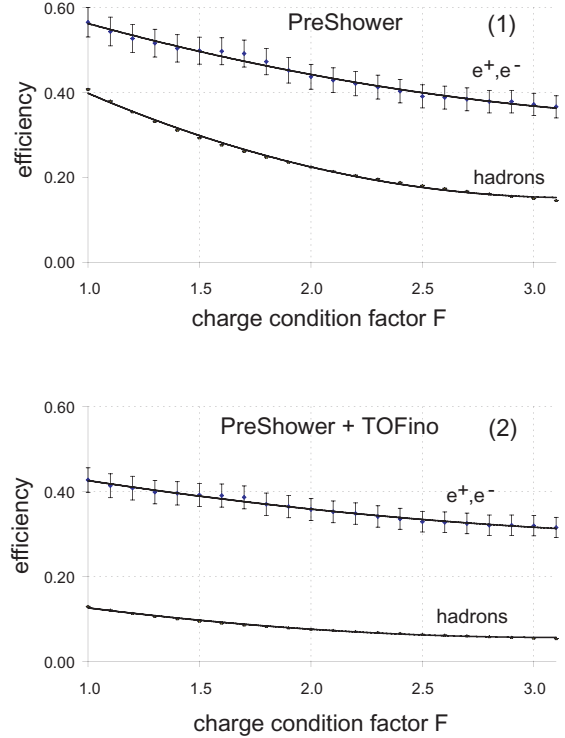


Figure 3: Efficiencies for e^+ / e^- identification and for misidentification of hadrons as electrons in the PreShower alone (1) and in the combined PreShower - Tofino detector (2) for various charge ratios F ($F = Q_{post1}/Q_{pre}$ or Q_{post2}/Q_{pre}). The results are for C+C (E=1 A GeV) and mean lepton momenta $p \simeq 250$ MeV/c.

the customized version 3. The ample data taken during the commissioning runs was used to tailor calibration methods as well as on-line/off-line analysis tools. The chamber response was modeled on the basis of microscopic simulations with GARFIELD. An important aspect are corrections needed to compensate non-linearities of the drift velocities in the chambers, which result from the particular cell geometries needed to achieve the requested granularity and redundancy. In addition refined digitizers were developed to permit realistic (HGEANT) simulation of the spectrometer response. As an example, in Fig. 5 we show a comparison of the measured drift time distributions to simulation results. The non-uniform distributions with tails to long drift times are perfectly reproduced by the simulation.

RICH

With the installation of the last mirror segments and readout electronics in spring 2001 the RICH was completed and could be operated reliably in all commissioning runs. Significant improvements were achieved in the VUV transmission of the radiator gas, the noise level and rate capability of the photon detector readout, and the integration into the common DAQ system. In Fig. 6 the polar and azimuthal distributions of ring centers found in the preliminary offline analysis of data from the C+C run in

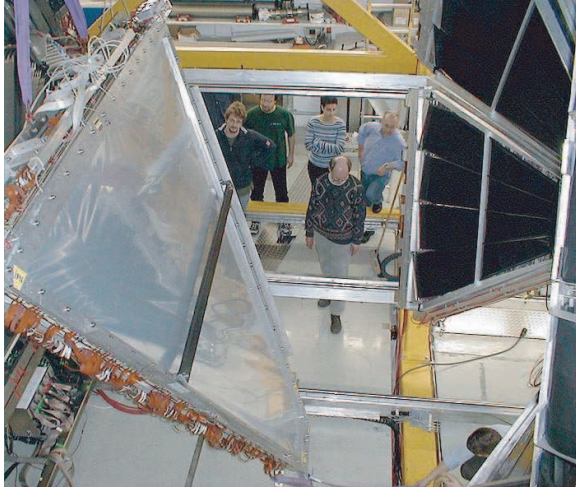


Figure 4: A pre-assembled outer tracking section is installed into the upper sector of the spectrometer. The section is composed of two chambers, a plane III module (not seen because residing on the backside) and a plane IV chamber.

November last year are depicted and show a smooth and homogeneous detector response. Variations in yield for different sectors are mainly attributed to noise and corresponding fake ring candidates. A detailed pulse height analysis of the photon detector response (pulseheight, pad multiplicity) to single photons was performed and led to refined digitizers for the HGEANT simulation package. As a result good agreement between measured and simulated rings is achieved. It should be noted that the distributions shown in Fig. 6 contain almost entirely lepton candidates from conversion, π^0 - Dalitz decays and fake recognitions.

Presently data from both, beam and simulation runs, are analysed with the goal to identify and reject close lepton pairs from the sources mentioned above. The efficiency for this close pair rejection is of major importance for the understanding and suppression of combinatorial background in the reconstructed dilepton invariant mass spectra. For this reason and in order to extract reliable experimental values a dedicated run with low magnetic field setting was performed (see Tab. 1). Under this condition the acceptance for low mass dilepton pair detection (with at least 1 low momentum lepton) is significantly increased as compared to the standard settings and should allow to unambiguously identify and reconstruct π^0 - Dalitz decays. This analysis is still in progress.

Trigger

The functionality of the HADES second level trigger has been examined in comparison to simulations of the algorithms used, and the results from the offline analysis. The RICH IPU algorithm has been implemented in software: a comparison of the hardware and the software results from the November 2001 beamtime has a spatial resolution of 1 pad with less than 0.8% discrepancies, as shown in Fig. 7. The TOF IPU has been recently tested with cosmics: a comparison of the hardware to the offline analysis

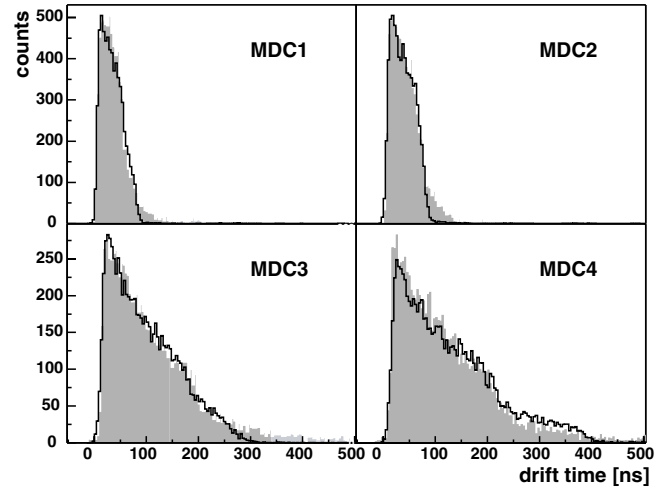


Figure 5: Comparison of measured drift time distribution (shaded histograms) to simulations (full lines) for all four chamber types. The innermost drift chambers (MDC1) have a cell size of $5 \times 5 \text{ mm}^2$, the dimension of the cells in the outermost chambers (MDC4) is $10 \times 14 \text{ mm}^2$.

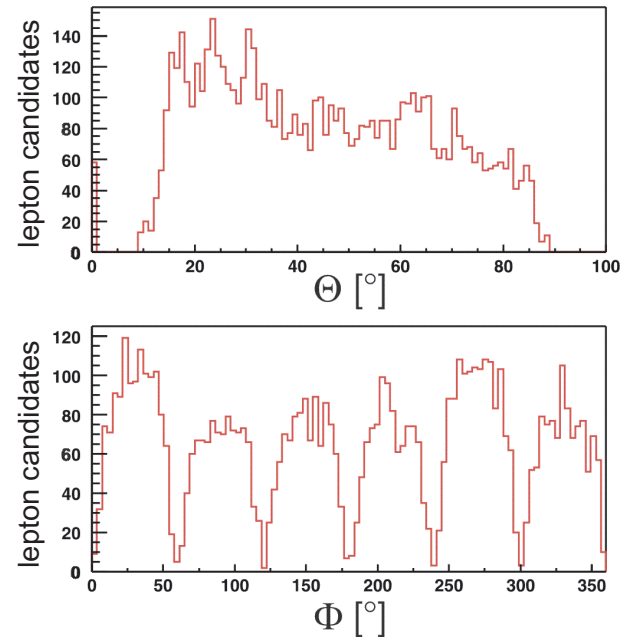


Figure 6: Polar and azimuthal distributions of ring centers identified in the RICH in C+C (E=1 AGeV) reactions. The characteristic yield pattern in the lower plot reflects the sixfold spoke structure of HADES.

has a resolution of 2 degrees in the azimuthal direction and less than 0.2% discrepancies. The Shower IPU has also been tested with cosmics and the first part of the pattern recognition algorithm has been compared with the equivalent in the offline analysis: this comparison has a resolution of 1 pad with less than 2.7% discrepancies. The Matching Unit (MU) algorithm has been implemented in software. A comparison between the MU hardware and the corre-

sponding software implementation shows full agreement. An event reduction factor of 17.5 was obtained for the system C+C at 1.5 AGeV reaction. Furthermore 93% of the lepton candidates found by the offline analysis were also found by the second level trigger.

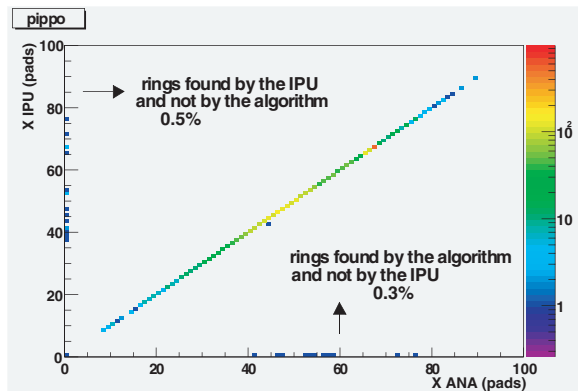


Figure 7: Azimuthal positions of ring centers found by the hardware RICH IPU (vertical axis) versus those found in all recorded data by a software implementation of the RICH IPU algorithm. The strong correlation reflects excellent agreement.)

Data Acquisition

The full implementation of the 2nd level trigger could be achieved and allows now for online rejection of events without lepton or lepton pair candidates. For C+C reactions this leads even for single lepton triggers to a possible increase of the primary event rate by more than one order of magnitude without saturating the taping speed.

Therefore considerable efforts were undertaken to increase the data transfer rates by optimising soft and hardware components within the readout chain. Operation of the whole system at larger rates unfortunately revealed stability problems mainly caused by the increased digital noise and the full asynchronous data transfer. To overcome these problems, a consolidation phase was scheduled at the end of 2001. Hardware and software providing the communication for proper event tagging were investigated systematically. The weak points are now clearly identified. Within the first half of 2002 modifications will be implemented to gain stability and getting the system more fault tolerant. First tests were successfully performed already but a full system test is still needed to prove the performance gain under in beam conditions.

Analysis and Simulation

Hand in hand with the intensive work on commissioning beam time data, the Hades analysis and simulation framework has been consolidated during the year 2001. This involved efforts on a broad front:

- Semi-automatic calibration procedures for all detectors have been developed and are used routinely now.

- The tracking software has been developed further: the parameterization of the kick plane at low momentum has been improved, demonstrating an intrinsic resolution of $<1\%$, and track-piece fitting has been implemented. Work on reference trajectories is in progress, the final step needed for performing high-resolution momentum fits.
- Various alignment algorithms have been developed and tested. They allow to determine the location of detectors and target to better than 1 mm. This precision is absolutely mandatory to achieve the design mass resolution.
- Hit matching algorithms have been designed and implemented, based either on simple θ, ϕ cuts or on a more sophisticated principal-component analysis (PCA). This step is essential to reduce fake matches between e.g. rings in the RICH and reconstructed tracks.
- At a higher level of event reconstruction, the question of close-pair recognition has been addressed. The close pairs are mostly due to conversion of the copious neutral-pion decay photons and contribute largely to the combinatorial background in the electron pair distribution. Ongoing effort is undertaken to identify close pairs in a detailed analysis of the RICH ring properties and/or the MDC hit properties.
- The Oracle data base holding setup, geometry, calibration, and analysis parameters has been developed further. A flexible interface, as well as a versatile version management based on run numbers and contexts have been designed. Online and analysis logbooks accessible through graphical web applications have been implemented and are used routinely.
- The commissioning runs of this year allowed furthermore to gain hands-on experience with analyzing large data sets. Calibration procedures, data summary tape (DST) generation scripts and quality assessment methods have been put into operation.
- Finally, our simulation package is now fully interfaced to the analysis. Digitizers for all detector components have been refined and a comparison of simulations with real data shows now very good agreement up to hit level.

Extensive simulation work has been done in 2001, both on the carbon-carbon reaction and on pion-induced elementary reactions. The expected di-electron mass distributions have been generated for realistic assumptions on event rates and DAQ performance. They served as the basis for a first physics proposal approved in the June EA meeting. The main physics goals pursued follow two main lines of thrust: 1) investigating the excess yields observed by the DLS collaboration in light heavy-ion collisions and 2) studying rho and omega meson production and possible interference effects in π^- - and π^+ -induced reactions on a liquid-hydrogen target.

Kaon and Antikaon Production in Au + Au Collisions at 1.5 AGeV^{B,G}

A.Förster¹, I.Böttcher⁴, E.Grosse^{6,7}, P.Koczon², B.Kohlmeyer⁴, S.Lang¹, M.Menzel⁴,
L.Naumann⁶, H.Oeschler¹, M.Płoskon², F.Pühlhofer⁴, W.Scheinast⁶, A.Schmah¹, T.Schuck³,
E.Schwab², P.Senger², Y.Shin³, H.Ströbele³, C.Sturm¹, F.Uhlig¹, A.Wagner⁶, W.Waluś⁵

¹TU Darmstadt, ²GSI, ³Univ. Frankfurt, ⁴Univ. Marburg,

⁵Univ. Cracow, ⁶FZ Rossendorf, ⁷TU Dresden

KaoS Collaboration

Heavy ion collisions provide the unique possibility to study strange mesons in baryonic matter at densities well above saturation density. Of special interest is their production and propagation at and below the NN-threshold [1]. Here we present data on the production of K^+ and K^- in Au + Au collisions at a beam energy of 1.5 AGeV measured recently with the Kaon Spectrometer at SIS/GSI. The acceptance in transverse momentum and rapidity covered by measuring at laboratory angles $\theta_{lab} = 32^\circ, 40^\circ, 48^\circ, 60^\circ$, and 72° and laboratory momenta $p_{lab} = 280 - 1120$ MeV/c is shown in figure 1.

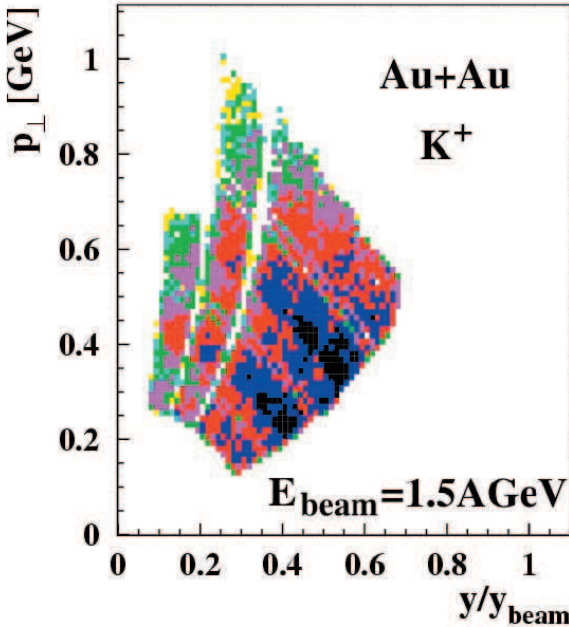


Figure 1: Transverse momentum as a function of rapidity for K^+ . The different bands correspond to different spectrometer angles in the laboratory.

The resulting wide angular coverage in the center of momentum frame allows to extract information on the polar angle distribution which is expressed as the deviation of the kaon and antikaon emission from isotropy $\sigma_{inv}(\theta_{cm}) / \sigma_{inv}(90^\circ)$. This ratio is shown in figure 2 for two centrality classes ($b > 6.3$ fm and $b < 6.3$ fm according to the geometrical model). Here the anisotropy is more pronounced for K^+ than for K^- and is decreasing with increasing centrality. Near central K^- data are isotropically distributed. Similar trends have been observed in Ni + Ni collisions at a higher beam energy of 1.93 AGeV [2]. The solid lines represent fits assuming a quadratic dependence on $\cos(\theta_{cm})$

$$\frac{d\sigma}{d(\cos(\theta_{cm}))} \sim 1 + a_2 \cdot \cos^2(\theta_{cm}) \quad (1)$$

The resulting values for a_2 are given in figure 2.

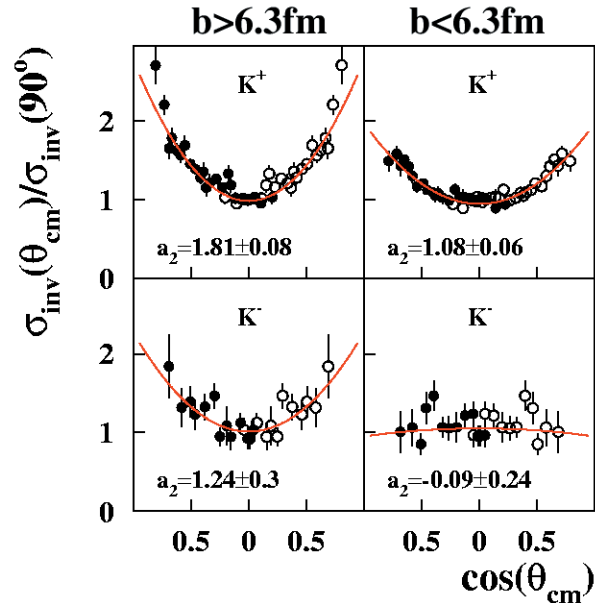


Figure 2: Preliminary polar angle distributions for K^+ and K^- in Au + Au collisions at $E_{beam} = 1.5$ AGeV. The left panel shows data for impact parameters $b > 6.3$ fm, the right one for $b < 6.3$ fm. The open symbols are reflected at $\theta_{cm} = 90^\circ$. The solid lines represent a parametrization according to equation 1.

To investigate the centrality dependence of the kaon and antikaon production we have divided the data measured close to midrapidity ($\theta_{lab} = 40^\circ \pm 4^\circ$) into five centrality classes according to 5% (most central collisions), 15%, 15%, 25%, and 40% (most peripheral collisions) of the total reaction cross section. The upper part of figure 3 shows the energy spectra of K^+ and K^- for Au + Au collisions at $E_{beam} = 1.5$ AGeV for the different centrality classes. The lines represent Boltzmann distributions fitted to the data. The resulting inverse slope parameters for the K^+ spectra are about 20 MeV larger than those for the K^- spectra for all centrality classes. The lower part of figure 3 shows the corresponding spectra for π^+ and π^- .

The dependence of the particle multiplicity on the number of participating nucleons A_{part} as determined from the measured centrality by the geometrical model is found to be the same for kaons and antikaons yielding a constant K^-/K^+ ratio as a function of A_{part} (figure 4, upper part).

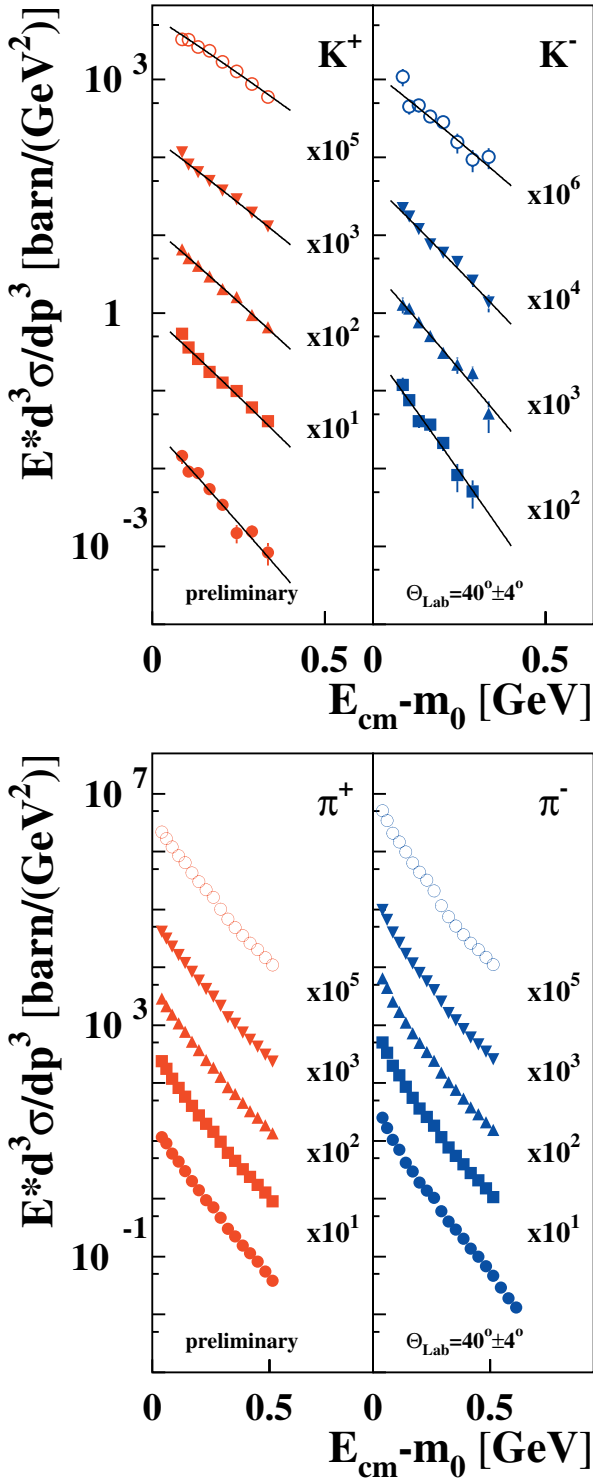


Figure 3: The upper part shows the invariant cross sections for K^+ and K^- in Au + Au collisions at $E_{beam} = 1.5$ AGeV for 5 centrality classes. The open circles depict the most central data with decreasing centrality from the top to the bottom of the figure. The most peripheral K^- data are not shown due to low statistics. The lower part shows the corresponding π^+ and π^- spectra.

A similar ratio is observed in Ni + Ni collisions at the same beam energy [2]. Even the absolute values of the multiplicity per A_{part} at a given A_{part} are the same for

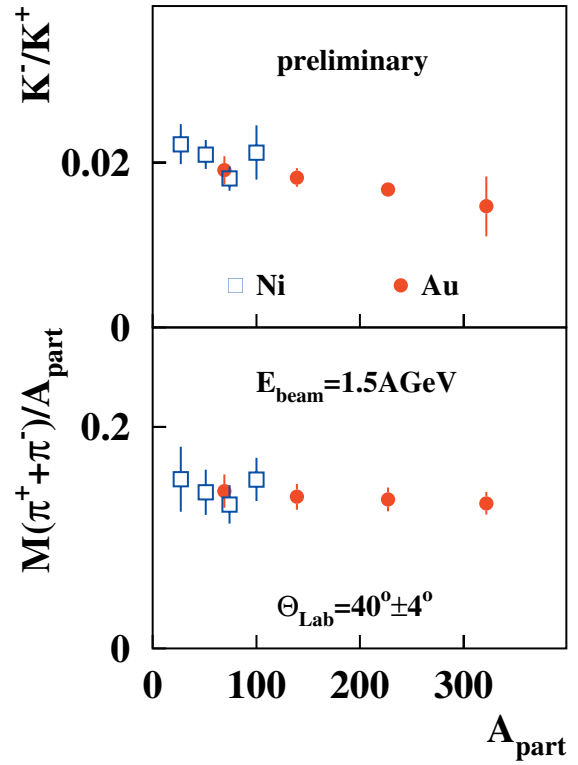


Figure 4: The upper part of this figure shows the K^-/K^+ ratio, the lower part the multiplicity of π^- and π^+ per A_{part} both as a function of A_{part} .

Au and Ni. The K^+ and K^- production seems to depend only on the number of participating nucleons. In addition the pion multiplicity per A_{part} and collision system as shown in the lower part of figure 4.

In summary the data presented shed further light on the mechanisms of kaon and antikaon production in heavy ion collisions. The observed differences in the inverse slope parameters of K^+ and K^- are at variance with the simple picture of an equilibrated source. On the other hand the K^-/K^+ ratio and the pion multiplicity per A_{part} being constant as a function of A_{part} and independent of the size of the collision system supports the idea that the antikaon production at SIS energies is dominated by the strangeness exchange reaction



as suggested by recent transport calculations [3, 4].

References

- [1] KaoS-Coll. (R. Barth *et al.*, *Phys.Rev.Lett.* **78**, 4007 (1997); Y. Shin *et al.*, *Phys.Rev.Lett.* **81**, 1576 (1998); F. Laue, C.Sturm *et al.*, *Phys.Rev.Lett.* **82**, 1640 (1999); C. Sturm *et al.*, *Phys.Rev.Lett.* **86**, 39 (2001))
- [2] M. Menzel *et al.*, *Phys.Lett.* **B495**, 26 (2000)
- [3] W. Cassing, E. Bratkovskaya *Phys.Rep.* **308**, 65 (1999)
- [4] C. Hartnack *et al.*, *nucl-th/0109016* (2001)

Circular Dichroism in K-shell Ionization from Fixed-in-Space CO and N₂ Molecules

T. Jahnke¹, Th. Weber¹, A. L. Landers², A. Knapp¹, S. Schöbler¹, J. Nickles¹, S. Kammer¹, O. Jagutzki¹, L. Schmidt¹, A. Czasch¹, T. Osipov³, E. Arenholz⁴, A. T. Young⁴, R. Diez Muino^{4,5}, D. Rolles⁴, F. J. Garcia de Abajo⁴, C. S. Fadley^{4,6}, M. A. Van Hove^{4,6}, S.K. Semenov⁷, N.A. Cherepkov⁷, J. Rösch⁴, M. H. Prior⁴, H. Schmidt-Böcking¹, C. L. Cocke³, and R. Dörner¹

¹Institut für Kernphysik, University Frankfurt, August-Euler Str 6, D-60486 Frankfurt Germany

²Dept. of Physics, Western Michigan Univ., Kalamazoo, MI 49008

³Dept of Physics, Kansas State Univ., Cardwell Hall, Manhattan KS 66506

⁴Lawrence Berkeley National Lab., Berkeley CA 94720

⁵Donostia International Physics Center, P. Manuel de Lardizabal 4, 20018 San Sebastian, Spain

⁶Department of Physics, University of California, Davis, CA 95616

⁷State University of Aerospace Instrumentation, 190000 St. Petersburg, Russia

In this work we present a detailed measurement of circular dichroism in the angular distributions (CDAD) of K-shell photoelectrons emitted from molecules with definite orientations („fixed-in-space“) in the gas phase. The experimental method permits covering all angles and several photon energies in the vicinity of the K-shell shape resonances.

The molecule axis at the instant of photoabsorption has been measured by detecting the direction of molecule fragmentation. The creation of the K-hole is, in most cases, followed by the emission of at least one Auger electron. The resulting doubly (or highly) charged molecular ion breaks apart on a time scale which, for high enough fragmentation energies, is fast compared to typical rotation times (the axial recoil approximation is known to be valid for CO and N₂ under the conditions of our measurements [1]).

The present experiment was performed using COLTRIMS (Cold Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy, see [2] for a recent review) at elliptically polarized undulator beamline 4.0.2 of the Advanced Light Source (ALS) of the Lawrence Berkeley National Laboratory.

The resolution for the photoelectron ranges from 1-3 eV depending upon its energy; this is sufficient to discriminate the direct K-shell photoelectron from the Auger and satellite shake up electrons. For CO we have used only the C⁺ + O⁺ decay channel with a kinetic energy release KER > 10.2 eV [1] and for N₂ all ions from the N⁺ + N⁺ decay channel for the analysis. Fig. 1 shows the measured angular distributions of K-shell (1s) photoelectrons from CO and N₂ on the peaks of their σ shape resonances. For CO, the effect of circular dichroism becomes obvious by comparing the distributions (Fig. 1) for right-hand circular polarization (RCP) and left-hand circular polarization (LHC).

More quantitatively, Fig. 2 shows the photoelectron angular distribution from CO in the y-z-plane (perpendicular to the photon propagation) where CDAD is strongest. The molecule lies along the horizontal axis, as shown in the schematic, and the photon propagation vector is into the page. The electron energies are 1.6, 10.0 and 24.6 eV. The Carbon- K- σ -shape resonance results in a maximum of the cross section at around 10 eV (306 eV photon energy).

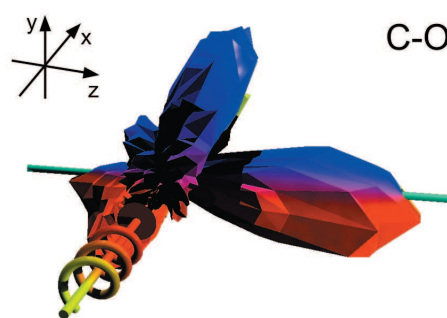


Figure 1: Angular distributions of C(1s) photo-electrons (10 eV kinetic energy, on shape resonance) emitted from a CO molecule by absorption of right circularly polarized photons. The sense of rotation of the polarization vector is indicated by the spiral, where the photon propagation vector lies along the + x-axis (i.e., into the page). The molecule is aligned along the z-axis, with the carbon atom at negative z. Each vertex of the three-dimensional shape represents one data point. The data have not been smoothed, with the maximum corresponding to about 1000 counts.

The right panels show the CDAD defined as:

$$\text{CDAD} = (\sigma_{\text{LCP}} - \sigma_{\text{RCP}}) / (\sigma_{\text{LCP}} + \sigma_{\text{RCP}})$$

The usefulness of CDAD measurements in testing theory becomes obvious in the comparison of the experimental data to the theoretical calculations shown in Fig. 2 by the solid lines. These calculations are performed in a one-electron model using multiple scattering theory in non-spherical self-consistent potentials (MSNSP) [3] using the experimental values of the electron energy. The inclusion of non-spherical effects has been found to be crucial in the calculation of the photoelectron angular distributions for (low) kinetic energies of the electron lower than approximately 30 eV [3]. The experimental angular distributions at the two highest energies are very well reproduced by these calculations, with only slight differences seen just on resonance (Fig. 2 (left, e)). For the lowest electron kinetic energy (1.6 eV), the electron scattering is too sensitive to the potential cut-off at long distances, and MSNSP theory does not provide reliable results.

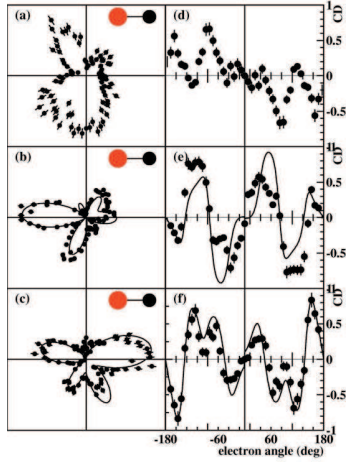


Figure 2: (a-c) Angular distribution of C(1s) photo electrons emitted from a CO molecule by absorption of right circularly polarized photons where the propagation vector of the light is into the page. The molecule lies along the horizontal axis as indicated, and both electrons and molecules lie within 10 degrees of the plane of the page. The electron energies are (a) 1.6, (b) 10.0 and (c) 24.6 eV. Panels (d-f) show the corresponding circular dichroism as defined in the text. Electron angle 0 corresponds to the direction of the carbon. Full lines: Theoretical multiple scattering calculations for the two higher energies, convoluted with the experimental resolution.

For a homonuclear diatomic such as N_2 , the separation in energy between the two K shells with g and u symmetry is too small (97 meV for N_2 [4]) to be resolved, so all our experiments on angular distributions represent the sum of both components. In Fig. 3, we compare our data with another set of theoretical calculations, in which many-electron correlations have been taken into account in the Random Phase Approximation (RPA) (see [5,6] for detail). In this approach the non-spherical relaxed core Hartree-Fock potential is used as the zero order approximation for the photoelectron wave functions, and the coupling between the 1σ -g and 1σ -u channels is included within the RPA method. In these experimental and calculated angular distributions for circularly polarized light (see Fig. 3 (a),(e)), the g and u contributions are shown separately and they can be almost directly associated with particular lobes observed also in the experiment. Thus the angular distribution for circular light can provide a sensitive test not only of the phase shift but also (predictions) of the ratio of the g and u channel contributions. Fig. 3 (e) suggests that the RPA calculation overestimates the u contribution to the shape resonance by about 30%, as it follows more directly from comparison with the partial cross sections measured in [4]. We note also that the data in Fig. 3 (e-h) are recorded at a photoelectron energy of 9 eV on the observed maximum of the shape resonance, whereas the calculations are for 11 eV (where RPA predicts the maximum of the shape resonance). The agreement between RPA theory and experiment for the CDAD is good at this electron energy. Much closer to threshold at 2 eV electron energy (Fig. 3 (a-d)), RPA still gives good agreement with the distributions for the parallel and perpendicular transition, however it fails for circularly polarized light.

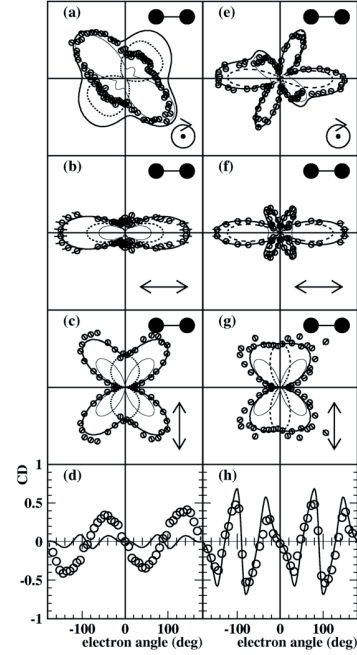


Figure 3: K-shell ionization of N_2 . The alignment of the molecule is horizontal. Electron energy 2 eV (a-d) and 9 eV (e-h). (a) and (e) left-hand circularly polarized light, geometry as in Fig. (d) and (h) corresponding circular dichroism (see text), (b) and (f) linearly polarized light, molecule parallel to polarization, (c) and (g) linearly polarized light, molecule perpendicular to polarization. Lines show RPA calculation, thin lines: contribution from g initial state, dashed lines: contribution from u initial state, thick lines: incoherent sum of g and u.

Calculations at the N_2 resonance (not shown here) based on the MSNSP, which do not include g-u coupling agree well with the data for linear polarized light. This also supports that interchannel coupling plays a less important role. The MSNSP calculations, however fail in the present stage to reproduce the phase between the σ and π channel in N_2 and hence fail on reproducing the data for circular polarized light. A more detailed discussion of this topic may be found in [7]. This work was supported in part by BMBF, DFG, the Division of Chemical Sciences, Geosciences and Biosciences Division, Office of Basic Energy Sciences, Office of Science, U. S. Department of Energy and the Director, Office of Science, Office of Basic Energy Sciences and Division of Materials Sciences under U.S. Department of Energy Contract No. DE-AC03-76SF00098. R.D. was supported by the Heisenberg Programm der DFG the Alexander von Humboldt and the Adolf Messer Stiftung. Th.W. thanks Graduiertenförderung des Landes Hessen for financial support. We thank Roentdek GmbH (www.Roentdek.com) for support with the delayline detectors

- [1] T. Weber et al., J. Phys., B34:3669, 2001.
- [2] R. Dörner et al., Physics Report, 330:96-192, 2000.
- [3] R. Diez Muino et al., J. of Elec. Spec., 99:114, 2001.
- [4] U. Hergenhahn et al., J. Phys. Chem. A, 105:5704, 2001.
- [5] S. K. Semenov et al., Phys. Rev., A61:032704, 2000.
- [6] N. A. Cherepkov et al., Phys. Rev. Lett., 84:250, 2000.
- [7] T. Jahnke et al., Phys. Rev. Lett., B88:073002, 2002.

Mechanismen der Photodoppelionisation von Helium mit 529 eV Photonen

A. Knapp, A. Kheifets, I. Bray, Th. Weber, A. L. Landers, S. Schössler, T. Jahnke, J. Nickles, S. Kammer, O. Jagutzki, L. Ph. H. Schmidt, T. Osipov, J. Rösch, M. H. Prior, H. Schmidt-Böcking, C.L. Cocke and R. Dörner

Wie koppelt ein Photon an zwei Elektronen? Diese Frage wurde in den letzten 30 Jahren intensiv diskutiert. In dieser Arbeit geht es um den einfachsten 1-Photon-2-Elektronen-Prozess: die Photodoppelionisation (PDI) von Helium. Man glaubt, daß zwei Mechanismen für die PDI verantwortlich sind: Der Shake-off ist eine Relaxation des korrelierten Anfangszustandes in die neuen He^+ -Eigenzustände nach einer schnellen Emission eines Elektrons. Es wird angenommen, daß der Shake-off den größten Beitrag zur PDI bei sehr hohen Photon-Energien liefert, weil der Shake-off eine gewisse Energie über der Schwelle benötigt, die erlaubt, daß das erste Elektron schnell genug das Atom verlassen kann, so daß eine schnelle Änderung der effektiven Kernladung erfolgt. Im Hochenergielimit konvergiert das Verhältnis von Doppel- zur Einfachionisation von Helium zu einer Konstante $R=1.67\%$, ein Limit, das für den Shake-off Mechanismus erwartet wird [1,2]. Im Gegensatz dazu wird die PDI nahe der Schwelle vom sog. Two-Step-One (TS1) dominiert: ein Elektron absorbiert das Photon und kickt das zweite Elektron in einem $(e,2e)$ ähnlichen Stoß aus dem Atom heraus. Die Dominanz vom TS1-Mechanismus nahe der Schwelle ist unterstützt durch die experimentelle Beobachtung von Samson [3], daß das Verhältnis vom totalen Doppel- zum totalen Einfachionisationsquerschnitt proportional zum Wirkungsquerschnitt für Elektronenstoßionisation von He^+ Ionen von der Schwelle bis hoch zu 200 eV ist. Die ganze Diskussion der PDI-Mechanismen basierte bisher allein auf Theorie [4,5] und den gemessenen totalen Wirkungsquerschnitten [1].

Für die Messung der vollständig differentiellen Wirkungsquerschnitte wurde die COLTRIMS - Methode [6] angewandt. Der Photonen-Strahl wird in den Überschall-Heliumjet fokussiert. Elektronen mit einer Energie von maximal 60 eV werden durch ein elektrisches und magnetisches Feld in vollem Raumwinkel von 4π auf einen großen ortssensitiven Channelplate-Delayline-Detektor [7] abgebildet. Das elektrische Feld führt die Rückstoßionen auf einen zweiten ortssensitiven Detektor. Aus der Flugzeit und dem Auftreffort läßt sich der Ladungszustand und der Impuls der Teilchen ermitteln. Den Impuls des schnellen, nicht de-

tektierten Elektrons läßt sich aus dem gemessenen Impuls des langsamen Elektrons und des Rückstoßions mittels Impulserhaltung berechnen.

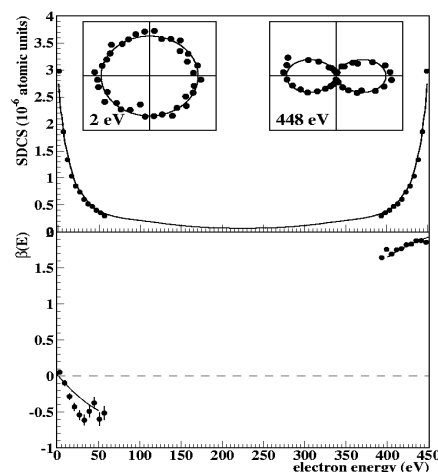


Abbildung 1: a) Einfachdifferentieller Wirkungsquerschnitt. Die durchgezogene Linie ist eine CCC-Rechnung. Die kleinen Graphiken zeigen den doppeltdifferentiellen $E = 2 \text{ eV}$ und 448 eV . Die experimentellen Daten sind auf die CCC-Rechnung normiert. b) Der Anisotropieparameter gegen die Elektronenenergie.

Im folgenden zeigen wir experimentelle Hinweise für einen zwei Stufen-Prozess, in dem, erstens, das erste Elektron Energie und Drehimpuls des Photons absorbiert und, zweitens, das verbleibende Elektron durch den Shake-off oder durch den TS1 ins Kontinuum gelangt. Der obere Teil von Abbildung 1 zeigt den gemessenen und berechneten einfachdifferenziellen Wirkungsquerschnitt. Die gemessenen Daten werden gut durch die gerechnete Kurve repräsentiert, die eine charakteristische U-Form besitzt und bei 0 eV und 450 eV ein scharfes Maximum besitzt. Der untere Teil von Abbildung 1 zeigt den gemessenen und gerechneten β -Parameter gegen die Elektronenenergie. Die sehr schnellen Elektronen haben einen Betaparameter von fast $\beta = 2$, während die sehr langsamen Elektronen isotrop emittiert werden, also einen Betaparameter von $\beta = 0$ haben. Eine sehr asymmetrische Energieaufteilung zusammen mit $\beta = 2$ für die sehr schnellen Elektronen

zeigt, daß das schnelle Elektron nicht nur die meiste Energie, sondern auch den Drehimpuls des Photons aufnimmt. Das heißt, daß hier ein Zwei-Stufen-Prozeß vorliegt, in dem das schnelle Elektron das erste Photoelektron ist.

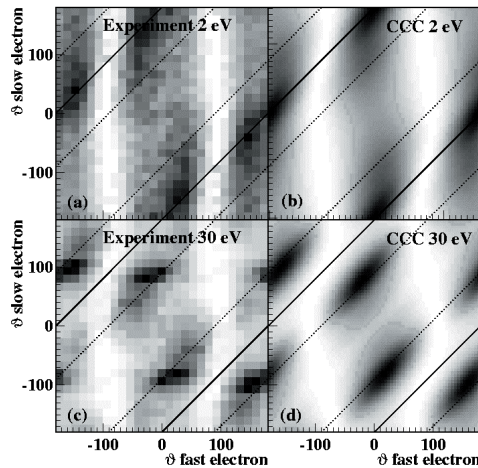


Abbildung 2: Übersicht der dreifachdifferenziellen Wirkungsquerschnitte bei 450 eV über der Schwelle [(a) und (c) Experiment, (b) and (d) CCC-Rechnung] und koplanare Emission für Elektronenenergien zwischen 0 - 3 eV für die langsamen Elektronen (a, b) und 20 - 40 eV (c, d). Die x-Achse zeigt den Winkel θ_1 des schnellen Elektrons in Bezug auf die Polarisationsrichtung, die y-Achse zeigt den Winkel θ_2 des langsamen Elektrons. Die durchgezogene Linie zeigt back-to-back Emission, die gestrichelte Linie definiert Emission der beiden Elektronen unter einem Winkel von 90° wie es vom TS1-Mechanismus erwartet wird. Experimentelle Daten und Theorie sind integriert über die gleichen Energie- und Winkelbereiche.

Um mehr über den Mechanismus zu lernen, durch den das zweite Elektron ins Kontinuum gehoben wird, wird eine Übersicht der dreifachdifferenziellen Wirkungsquerschnitte für zwei unterschiedliche Elektronenenergien gezeigt (Abbildung 2): Die Abzisse zeigt den Winkel zwischen den Impuls des schnellen Elektrons und der Polarisationsrichtung θ_1 , die Ordinate zeigt den Impuls des langsamen Elektrons zur Polarisationsrichtung θ_2 . Beide Elektronen sind koplanar, das heißt, das langsame Elektron befindet sich mit $\pm 35^\circ$ in der Ebene, die durch das schnelle Elektron und die Polarisationsachse definiert ist. Die beiden linken Graphiken zeigen experimentelle Daten, die beiden rechten stellen CCC-Rechnungen dar. Gute Übereinstimmung besteht zwischen experimentellen Daten und theoretischen Rechnung für alle Winkel und beiden Energieaufteilungen. In diesen zweidimensionalen Plots ist der Shake-off und der TS1-Mechanismus klar erkennbar. Bei Shake-off erwartet man, daß das langsame Elektron

isotrop oder 180° zum schnellen Elektron emittiert wird. Die Maxima liegen auf einer Linie, die alle Ereignisse repräsentiert, in denen die beiden Elektronen in einem Winkel von $\theta_{12} = \theta_1 - \theta_2 = 180^\circ$ auseinander gehen. Die untere Abbildung zeigt den dreifachdifferenziellen Wirkungsquerschnitt für Elektronen, die 30 eV haben. Hier liegen alle Maxima auf der gestrichelten Linie, die alle Fälle repräsentiert, wo die beiden Elektronen in einem Winkel von $\theta_{12} = 90^\circ$ auseinanderfliegen.

Zusammenfassend läßt sich sagen: Wir haben die vollständig differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Photodoppelionisation von Helium 450 eV über der Doppelionisationsschwelle gemessen. Die Energieaufteilung auf die beiden Elektronen ist extrem asymmetrisch. Der Anisotropieparameter ist $\beta = 0$ für sehr langsame Elektronen und besitzt den Wert $\beta = 2$ für die sehr schnellen Elektronen. Eine asymmetrische Energieaufteilung zusammen mit einem Anisotropieparameter von $\beta = 2$ zeigt, daß ein Zwei-Stufen-Prozeß vorliegt, in dem das erste Elektron die Energie und den Drehimpuls des Photons aufnimmt. Die Winkelverteilung der Elektronen zeigen, daß sehr langsame Elektronen hauptsächlich durch den Shake-off Mechanismus ins Kontinuum gelangen, während etwas schnellere Elektronen (30 eV) einen (e,2e) Stoß benötigen, um ihre Energie zu erhalten.

Danksagung

Diese Arbeit wurde unterstützt durch BMBF, DFG, und den Chemical Sciences, Geosciences und Biosciences Division, Office of Basic Energy Sciences, Office of Science, U. S. Department of Energy. Die Rechnungen wurden ausgeführt an der National Facility of the Australian Partnership for Advanced Computing. R. D. wurde unterstützt durch das Heisenberg Programm der DFG. A. K. und Th. W. danken der Graduiertenförderung des Landes Hessen für die finanzielle Unterstützung. Vielen Dank auch an E. Arenholz und T. Young und dem ganzen Team der ALS für deren Unterstützung während unserer Strahlzeit.

- [1] Levin et al., PRL 67, 968 (1991)
- [2] Spielberger et al., PRL 74, 4615 (1995)
- [3] J. Samson, PRL 65, 2861 (1990)
- [4] J. McGuire et al., J. Phys. B 28, 913 (1995)
- [5] J. Briggs und V. Schmidt, J. Phys. B 33, R1 (2000)
- [6] R. Dörner et al., Physics Reports 330, 96 (2000)
- [7] Details unter www.Roentdek.com

Dissoziativer Elektroneneinfang in $\text{HeH}^+ - \text{He}$ – Stößen

M. Trummel, L. Ph. H. Schmidt, K. E. Stiebing, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking

Bei langsamen Ion-Atom-Stößen mit Stoßenergien von einigen 10 keV ist die Zeit, in der sich die Kerne in einem für Moleküle typischen Abstand befinden, so lang, daß die elektronischen Zustände gut durch molekulare Zustände beschrieben werden können. Somit sind solche Reaktionen mit quasimolekularen Zwischenzuständen ein Zugang zur Dynamik der Molekülbildung.

An der Frankfurter EZR-Ionenquelle wurden dazu bereits zwei Experimente durchgeführt. In [1,2,3] wurde der Prozeß der Elektronenemission aus dem He_2^{2+} -Quasimolekül, welches in langsamen He^{2+} -He-Stößen gebildet wird, untersucht. Beim nachfolgenden Experiment [4] wurden u.a. H_2 -Moleküle anstelle des He-Targets verwendet, was zu dreiatomigen Quasimolekülen im Zwischenzustand führt. Dabei wurden jedoch keine wesentlichen Effekte der Orientierung des H_2 gefunden.

Bei der Reaktion $\text{HeH}^+ + \text{He} \Rightarrow \text{He} + \text{H} + \text{He}^+$, in der das Molekül im Anfangszustand jetzt die Rolle des Projektils übernimmt, wurde in einem Experiment von Wu et. al. [5] eine Abhängigkeit von der Orientierung des HeH^+ -Ions beobachtet. Über die veröffentlichten Ergebnisse hinaus gab es Hinweise darauf, daß die Reaktionswahrscheinlichkeit wesentlich davon abhängt, welcher der beiden Kerne im HeH^+ -Ion voraus fliegt.

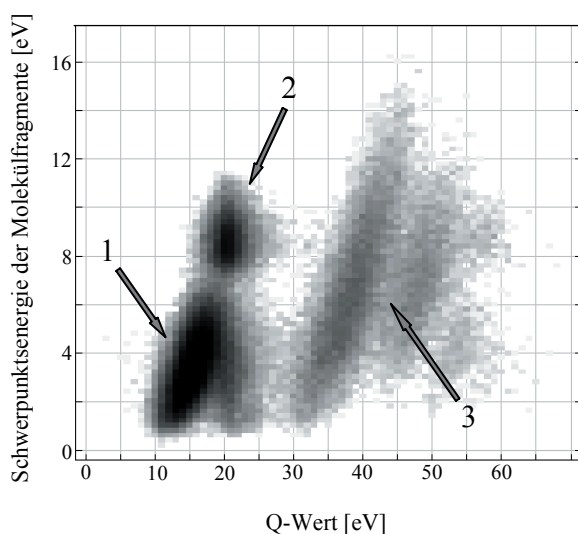


Abbildung 1: Die nummerierten Pfeile zeigen auf die Bereiche, die den einzelnen Reaktionskanälen entsprechen. 1: Elektroneneinfang in den Grundzustand von HeH ; 2: in Zustände, die für große Kernabstände, in $\text{He}(1s^2) \text{H}(nl)$ übergehen; 3: in $\text{H}(1s) \text{He}(1s2l)$

Die bestehende Apparatur an der Frankfurter EZR-Ionenquelle wurde durch den Einbau eines Detektors zum simultanen Nachweis mehrerer Projektilfragmente [6] umgerüstet, um diese Effekte weiter zu untersuchen. Mit dem nun verfügbaren Aufbau können alle Impulskomponenten der drei Fragmente bestimmt werden, und somit kann daraus die

Bindungsenergie der Elektronen im Endzustand mit Hilfe der Energieerhaltung errechnet werden. Trägt man den Q-Wert ($p_z = -Q/v_p + v_p/2$) gegen die Energie der Projektilfragmente im Schwerpunktsystem des HeH -Moleküls auf (Abbildung 1), so sind mehrere Reaktionskanäle gut getrennt zu erkennen, welche verschiedenen Wegen im Korrelationsdiagramm des HeH -Moleküls zugeordnet werden können [5].

Diese Reaktionskanäle finden bei deutlich unterschiedlichen Stoßparametern statt, wie die Transversalimpulsverteilung der Rückstoßionen erkennen läßt (Abbildung 2). Mit der noch nicht abgeschlossenen Auswertung der ersten Meßergebnisse bei 0.4 au Projektilgeschwindigkeit ergibt sich für den stärksten Kanal (1) eine bevorzugte Orientierung von ca. 40° zwischen der Strahlachse und der Molekülachse des dissoziierenden HeH -Moleküls.

Weitere Messungen bei anderen Geschwindigkeiten sowie die Berechnung noch höher differentieller Wirkungsquerschnitte nach Verbesserung der Statistik sollen zum Verständnis der Prozesse im 3-atomigen He_2H^+ -Quasimolekül beitragen.

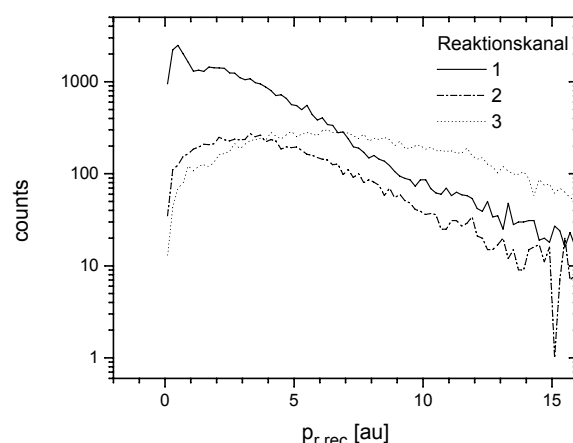


Abbildung 2: Rückstoßionen-Transversalimpulsverteilung für die einzelnen Reaktionskanäle (siehe auch Abb.1).

Referenzen:

- [1] L. Schmidt et al., Experimentelle Untersuchung der Bewegung von zwei Elektronen im zeitabhängigen Coulombfeld: Das $(\text{He-He})^{2+}$ -Quasimolekül, IKF-Jahresbericht 1999, S.18
- [2] L. Schmidt et al., Elektronenemission aus dem He_2^{2+} -Quasimolekül, IKF-Jahresbericht 2000, S.12
- [3] L. Schmidt, Dissertation J. W. Goethe Universität-Frankfurt (2000)
- [4] F. Afaneh et al., Must saddle point electrons always ride on the saddle?, IKF-Jahresbericht 2000, S.14
- [5] W. Wu und M.H. Prior, Phys. Rev. A 57, S.57-R5
- [6] M. Trummel et al., Vorbereitung eines HeH^+ Molekül-experiments, IKF-Jahresbericht 2000, S.28

Untersuchung der Heliumdoppelionisation durch Elektronenstoß

A. Knapp, S. Hagmann, L. Ph. H. Schmidt, Th. Weber, S. Schöbler, T. Jahnke,
O. Hohn, A. Czasch, M. Hattab, M. Schöffler, O. Jagutzki, R. Dörner,
H. Schmidt-Böcking

Für die Untersuchung der Elektronenkorrelation in Atomen haben sich photoinduzierte, ionenstoß- und elektronenstoßinduzierte Ionisation als aussagekräftige Werkzeuge etabliert. Die COLTRIMS-Technik [1], bei der kinematisch vollständig alle Vektorimpulse der beteiligten Stoßpartner und Reaktionsprodukte bestimmt werden, erlaubt, vollständig differentielle Ionisationsquerschnitte der Einfach- und auch der Doppelionisation zu messen. Der Elektronenstrahl-Strahl wird mit dem Überschall-Heliumjet (Flächendichte der Helium-Atome im Jet liegt bei $5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$) gekreuzt (siehe Abbildung 1).

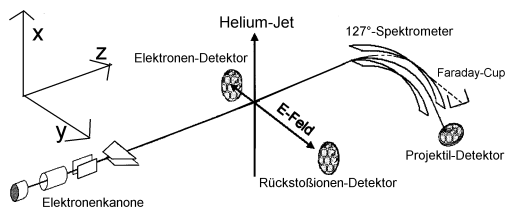


Abbildung 1: Meßaufbau. Projekttil- und Targetstrahl werden gekreuzt, die Fragmente werden von einem elektrischen Feld abgesaugt und auf zwei Detektoren nachgewiesen. Das schnelle Elektron gelangt in ein 127°-Spektrometer, an dessen Ende sich ein Detektor befindet, der die gestreuten Elektronen nachweist.

Die gestreuten Elektronen gelangen in ein 127°-Zylindersektor-Spektrometer (Abbildung 2). Am Ausgang des Spektrometers ersetzt ein Widerstandsgitter die Ausgangsschlitze. Hinter dem Gitter befindet sich ein 50 mm großer ortsauflösender Channelplate-Delayline-Detektor [2]. Diese Konfiguration erlaubt den simultanen Nachweis von Elektronen in einem Energieintervall (E_{\min} , E_{\max}). Für jede Energie E' im Intervall (E_{\min} , E_{\max}) folgt mit der Energieerhaltung $E_0 - E' - EB(1,2) = \epsilon_1 + \epsilon_2 = \epsilon_{\max}$, wobei $EB(1,2)$ die Summe der Bindungsenergien beider ionisierter Elektronen und ϵ_1 , ϵ_2 die kinetische Energie beider ionisierter Elektronen ist. Bei Einfachionisation erscheint also das ionisierte Elektron im Koinzidenzspektrum mit fester Energie ϵ_1 , die durch E' des inelastisch gestreuten primären Elektrons eindeutig gegeben ist. Bei der Doppelionisation wird durch E' nur die Summe von ϵ_1 und ϵ_2 festgelegt. ϵ_1 und ϵ_2 können jeden Wert zwischen 0 und ϵ_{\max} annehmen. Wegen der

winkelfokussierenden Eigenschaft des Spektrometers in der Symmetrieebene kann man nur den Streuwinkel in y-Richtung messen. Dieser beträgt maximal $\pm 5,7^\circ$.

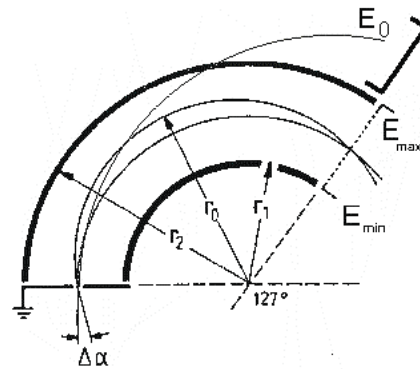


Abbildung 2: Skizze eines 127°-Spektrometers, aus [3]. Die felderzeugenden Platten haben die Radien r_1 und r_2 . In unserem Fall ist $r_1 = 76 \text{ mm}$, die Sollbahn $r_0 = 102 \text{ mm}$ und $r_2 = 128 \text{ mm}$.

Das 127°-Spektrometer ist so beschaffen, daß am Außen-Zylinder über einen Winkelbereich von 60° bis 120° ein Schlitz in der Symmetrieebene mit einer Höhe von 8 mm vorhanden ist. Hinter diesem Schlitz befindet sich ein Faraday-Cup. Das 127°-Spektrometer wird nun so gefahren, daß die Trajektorien der inelastisch gestreuten Elektronen E' die Sollbahn r_0 beschreiben. Der Primärstrahl verläßt das Spektrometer durch den Schlitz und wird im Faraday-Cup aufgefangen.

Bei einem elektrischen Absaugfeld in der Targetzone von $7,8 \text{ V/cm}$ werden ionisierte Elektronen mit einer Energie von maximal $\epsilon = 10 \text{ eV}$ in vollem Raumwinkel von 4π auf einen 80 mm großen ortsauflösenden Channelplate-Delayline-Detektor abgebildet. Das gleiche elektrische Feld führt die Rückstoßionen mit einer maximalen Impulsauflösung von $0,53 \text{ a.u./mm}$ auf einen 50 mm großen orts-empfindlichen Detektor (Abbildung 3).

Aus der Flugzeit und dem Auftreffort läßt sich der Ladungszustand und der Impuls der Teilchen ermitteln. Der Impuls des schnellen, nicht detektierten Elektrons läßt sich aus dem gemessenen Impuls des langsamen Elektrons und des Rückstoßions mittels Impulserhaltung berechnen. Sollen Elektronen mit höherer Energie in vollem Raumwinkel auf den Detektor nachgewiesen werden, so kann dies durch

Impulsauflösung geschehen. So erhält man z.B. 20 eV Elektronen mit vollem Raumwinkel bei einem Absaugfeld von 15,6 V/cm; die Recoilauflösung liegt dann bei 0,75 a.u./mm [4].

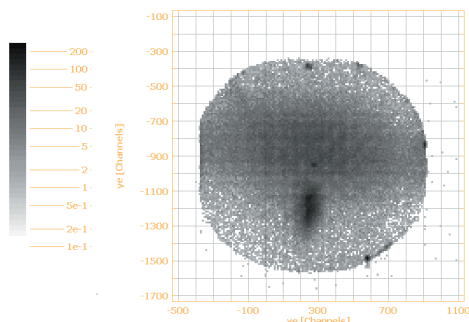


Abbildung 3: Bild des Recoildetektors. Der dunkle Fleck in der unteren Hälfte sind die Heliumionen aus dem Jet. Da der Jet eine Geschwindigkeit von 6 a.u. hat und somit einen größeren Impuls als die Restgas-Atome aufweist, liegt er nicht in der Mitte des Detektors. Des Weiteren ist eine dunkle horizontale Linie über dem Heliumfleck zu erkennen. Diese Ionen stammen aus dem Restgas, die entlang des Elektronenstrahls ionisiert wurden.

Gegenwärtig sind das Projektil- und das Recoilspektrometer mitsamt der dazugehörigen Detektoren eingebaut, so daß bisher nur die Koinzidenz zwischen Projektil und den Rückstoßionen gemessen werden konnte (Abbildung 4).

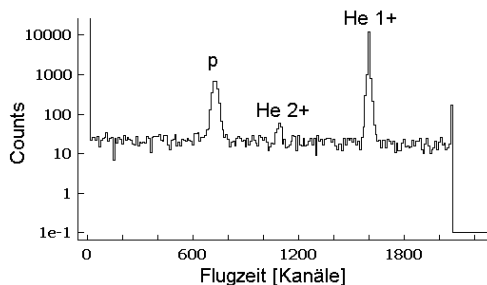


Abbildung 4: Flugzeitdifferenzen zwischen Projektil-Elektron und Rückstoßion, halblogarithmisch aufgetragen, bei einer Projektilenergie von 500 eV und einem Absaugfeld von 7,8 V/cm. In diesem "Time-of-Flight"-Spektrum kann man drei Peaks über dem Untergrund der zufälligen Koinzidenzen erkennen. Von links nach rechts: Protonen (aus dem Restgas), Doppelionisations- und Einfachionisationspeak. Das gesamte Flugzeit-Fenster beträgt 20 μ s, wobei der Nullpunkt bei Kanal -200 liegt.

Bei diesen Testmessungen konnten wir an dem Ort des Projektildetektors elektronenoptische Verzerrungen sehen, die durch Felddurchgriffe durch den Schlitz etc. in das 127°-Spektrometer verursacht wurden. Diese Felddurchgriffe wurden durch eine geeignete Spannung an einer Abschirmplatte eliminiert.

Als nächstes wird der große 80 mm, multihit-fähige Elektronendetektor eingebaut. Dann wird es möglich sein, den vollständig differentiellen Wirkungsquerschnitt der Heliumdoppelionisation durch Elektronenstoß

bei verschiedenen Projektilenergien zu messen. Geplant sind Messungen bei Projektilenergien zwischen 300 eV und 500 eV, da in diesem Energiebereich Abweichungen von Theorien mit Näherungen in 1. Ordnung erwartet werden.

Danksagung

Diese Arbeit wird unterstützt durch BMBF, DFG und GSI. A. Knapp und Th. Weber danken der Graduiertenförderung des Landes Hessen für die finanzielle Unterstützung.

Literatur:

- [1] R. Dörner et al., Phys. Rep. 330, 96 (2000)
- [2] Details unter www.Roentdek.com
- [3] Ch. Kelbch, Doktorarbeit, GSI (1991)
- [4] A. Knapp, Diplomarbeit (2000)

A NEW 2π SPECTROMETER FOR DOUBLE PHOTO EMISSION PROCESSES FROM SURFACES

¹M. Hattaß, ¹A. Czasch, ¹S. Schößler, ¹T. Jahnke, ¹Th. Weber, ¹O. Hohn,
¹T. Jalowy, ²A. Morozov, ²F. U. Hillebrecht, ²J. Kirschner, ¹R. Dörner, ¹H. Schmidt-Böcking

¹Institut für Kernphysik, Universität Frankfurt, August-Euler-Str.6, 60486 Frankfurt

²Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik, Weinberg 2, 06120 Halle/Saale

The double photo emission process is a very important tool to probe electron correlation in atomic systems as the excitation and ejection of more than one electron in a direct photo adsorption event is forbidden in a single particle picture. Double photo emission from single atoms and simple molecules (e.g. He and H₂ [1, 2, 4]) has been studied in great detail in the recent years but only very few experiments on this process have been performed on solid targets [5, 6]. Nevertheless solids are supposed to be very interesting targets as many effects in solid state physics rely on electron correlation e.g. superconductivity.

The experimental problem in investigating the ejection of more than one electron is to detect the electrons in coincidence with a reasonable event rate. The use of e.g. spherical analyzers for sequential scanning of the solid angle is not feasible. The event rate depends on the acceptance angle Ω of the spectrometer hence the event rate for a N -particle coincidence scales with Ω^N . Ω has to be very small for a spectrometer that scans the solid angle sequentially to achieve a good angular resolution. Consequently the expected true coincidence rate will be extremely low.

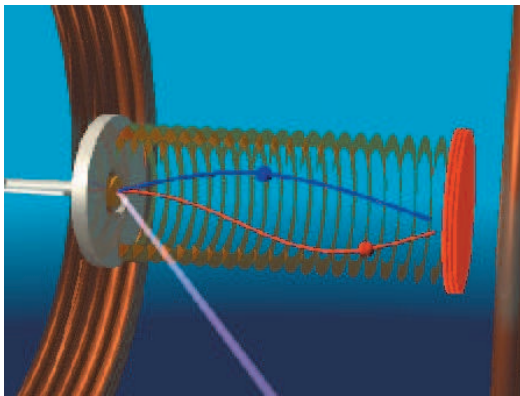


Figure 1: Schematic view of the time of flight spectrometer

To avoid this problem we have used a spectrometer of the "COLTRIMS"-type known from gas targets (e.g. [2, 3]). This spectrometer bases on the time-of-flight technique in combination with a posi-

tion sensitive detector. The electrons are extracted from the target region by a weak electric field (~ 3 V/cm) and guided onto a position sensitive detector by a magnetic field (~ 10 Gauß). By measuring the time-of-flight and the electron impact position on the detector we can reconstruct the initial momentum. The position read out of the detector is done by a hexagonal delay line anode which is capable to accept multi hits with an almost vanishing dead time. To realize the the time-of-flight measurement the synchrotron has to be run in Single Bunch mode. As no pre selection of angles and energies is done by this setup we are able to detect all possible combinations of emitted electrons at once. Therefore this setup is able to map the complete two electron final state (except the spin) for the double photo emission process at surfaces.

Figure 1 shows an image of the setup. The sample can be inserted in the spectrometer through the hole in the end plate where it is being intersected with the photon beam under an angle of 60° with the surface normal. The copper ring electrodes generate the homogeneous electric field to extract the electrons while the magnetic field is produced by a pair of Helmholtz coils outside the vacuum chamber. An energy resolution of $\sim \Delta E/E = 1/15$ is currently achieved with this setup.

First photoemission measurements with this setup have been performed during the Single Bunch mode at BESSY II at the U49/2 PGM-1 beamline. The target was a clean Ag(100) surface. The photon energy has been varied in the range 40 eV to 55 eV.

An angular distribution of photo electrons emitted from the Ag 4d-band obtained with our setup is shown in figure 2. The electron energy is 47 eV and the photon energy 55 eV. The blue arrow denotes the direction of the polarization vector which is under an angle of 30° to the surface normal.

To find true coincidentally emitted electron pairs the angle integrated "single" photo emission rate has been decreased to $\sim 1/1000$ of the repetition rate of the synchrotron bunches (1.25 Mhz). This is necessary to make sure that only *one* photon creates the two photo electrons. A first sign of electron pairs emitted in coincidence is shown in figure 3. Plotted is the energy of the first electron against the energy



Figure 2: Angular distribution of 47 eV photo electrons at 55 eV photon energy

of the second integrated over all emission angle combinations. Clearly visible is the triangle shape which is due to energy conservation. The photon defines the upper limit for the sum of the electron energies ($E_1 + E_2 \leq E_{phot}$).

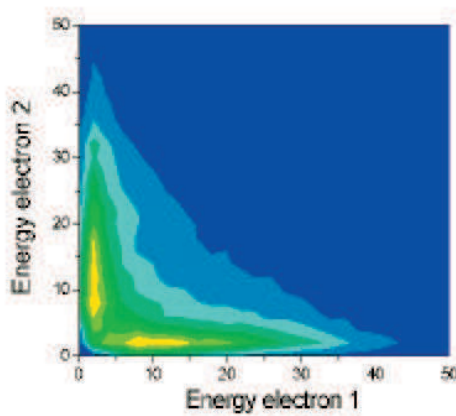


Figure 3: Electron pairs emitted in coincidence by a single photon. Plotted is the energy of electron 1 vs. electron 2 in eV. The spectrum is integrated over all emission angles.

A first angle resolved double photo emission spectrum is shown in figure 4. Plotted is the energy of one of the emitted electrons against intermediate angle of the electrons. Clearly visible is the electron repulsion : electrons with low energies show a large intermediate angle which is due to the Coulomb repulsion. With increasing energies the mutual Coulomb repulsion becomes less important in comparison to the kinetic energy of the electrons which allows smaller intermediate angles. The solid line indicates the intermediate angle of the electrons for the simple assumption that the electrons have a transverse energy "gain" due to the Coulomb repulsion of about 8 eV.

These results clearly show that we are for the first time able to receive energy and angle resolved data of the double photo emission process at a solid surfaces. Further experiments are in preparation.

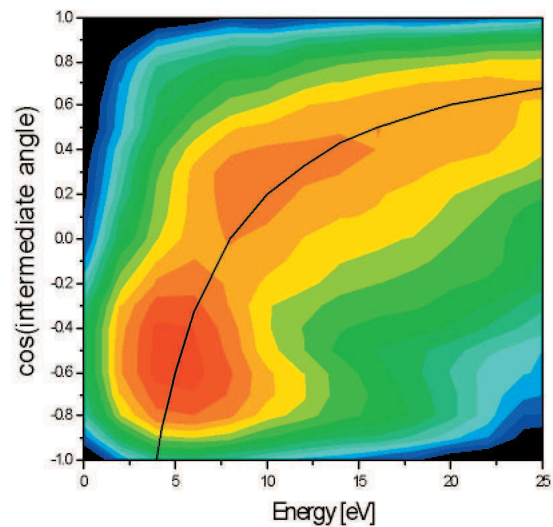


Figure 4: Electron repulsion in double photo emission from surfaces. Plotted is the energy of one emitted electron against the intermediate angle of the electrons. The solid line is for the simple assumption of an potential energy between the electrons of about 8 eV.

This work was supported by the BMBF Project No. 05KS1RFA/2.

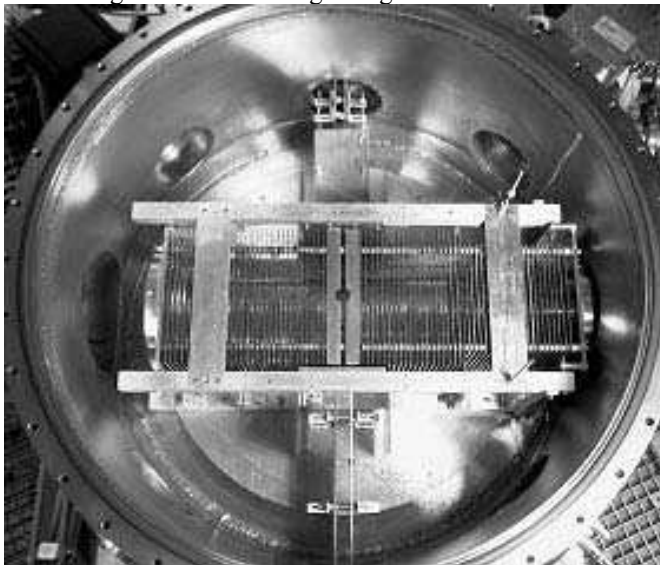
References

- [1] O. Schwarzkopf *et al.* Phys. Rev. Lett. **70**, 3008 (1993)
- [2] R. Dörner *et al.* Phys. Rev. Lett. **77**, 1024 (1996)
- [3] R. Moshhammer *et al.* Nucl. Instr. Meth. **B 108**, 425 (1996)
- [4] R. Dörner *et al.* Phys. Rev. Lett. **81**, 5776 (1998)
- [5] H. W. Biester *et al.* Phys. Rev. Lett. **59**, 1277 (1987)
- [6] R. Herrmann *et al.* Phys. Rev. Lett. **81**, 2148 (1998)

Aufbau eines Experiments zur koinzidenten Messung von Rückstoßionen und Elektronen mit Impulsen bis 6 a. u.

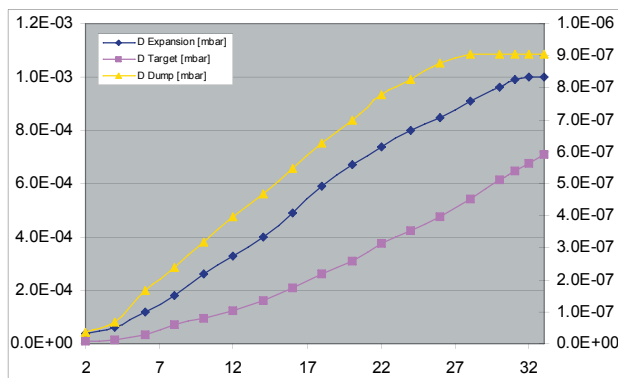
Markus S. Schöffler, J. Titze, L. Ph. H. Schmidt, O. Jagutzki, H. Schmidt-Böcking

Der Aufbau einer COLTRIMS (Cold Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy [1]) Apparatur am 2,5 MV Beschleuniger des IKF für Rückstoßionen und Elektronen bis 6 a. u. Impuls, zu dem im letzten Jahresbericht Simulationsrechnungen vorgestellt wurden, ist nunmehr fast vollendet. Derzeit werden noch diverse Tests (Spektrometer, Detektor und Datenaufnahme) durchgeführt, bevor in einigen Wochen mit den eigentlichen Messungen begonnen werden kann.



Blick von oben in die Targetkammer.
Oben: Jetfinder und Beamcleaner
Mitte: Spektrometer (links Elektron; rechts Recoil)
Unten: Projektilsteerer zur Trennung der umgeladenen Projektile

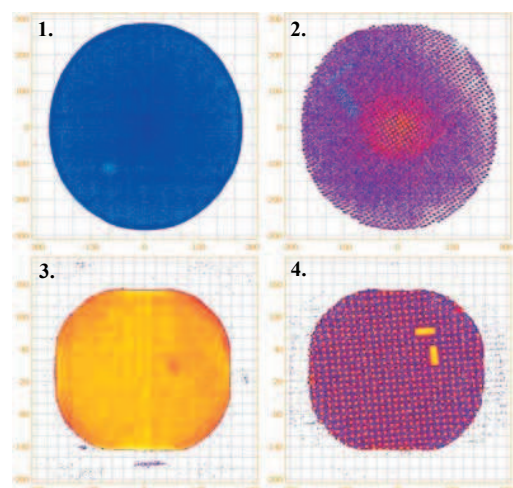
Das Überschall-Gastarget ist fertig aufgebaut und getestet. Mit einer Gesamtpumpleistung von etwa 700 l/s an der Expansionskammer, einer 30 μm Durchmesser Düse, einem 300 μm Skimmer und einem Abstand von Düse zu Skimmer von etwa 15 mm wurden nachfolgenden Druckkurven zum Jet aufgenommen. Wie bei einem einstufigen Jet zu erwarten ist, geht der Druckanstieg im Jetdump bei ausreichendem Vordruck in Sättigung, während in der Targetkammer der Druck weiter ansteigt.



Druckkurve für das einstufige Gasjet-System. Aufgetragen sind der Vordruck in bar gegen den Druckanstieg in der Expansionskammer (linke Skala), Targetkammer und im Jetdump (rechte Skala).

Darüberhinaus konnten alle drei Micro-Channel-Plate (MCP) Detektoren mit Delayline-Anode getestet werden. Probleme bei der Signalauskopplung gibt es noch bei dem 120 mm Elektronendetektor dessen, Zeitsignal durch vielfache Nachschwingen und Rauschen verfälscht wird. Dieser Detektor hat eine mehr als 2-mal größere Fläche als alle bisher eingesetzten Detektoren, so daß die Signalauskopplung an die Größe der MCPs angepaßt werden muß. Verbesserungen konnten durch die Signalauskopplung noch im Vakuum, also in unmittelbarer Nähe zum Detektor, erreicht werden.

Da auch auf dem 80 mm MCP die Signalform eine nicht zu vernachlässigende Anzahl an Nachschwingern aufweist, ist die Ursache möglicherweise auch im Aufbau selbst zu suchen. Die Nachschwinger treten mit einer Frequenz von etwa 20 ns auf. Diese 20 ns entsprechen - unter Voraussetzung der Signalausbreitung mit Lichtgeschwindigkeit, einer Länge von knapp 6 m, welche die Länge des Aufbaus widerspiegelt. Ob dies tatsächlich der Grund ist, wird sich noch zeigen müssen, aber es ist ein Ansatz. Trotz der schlechten Signale können alle Messungen, die nicht auf die Multi-Hit-Fähigkeit der Detektoren angewiesen sind, durchgeführt werden. Die Linearität auch in den Randbereichen der Detektoren wurde mittels eines α -Strahlers (Am-Quelle) und einer Eichmaske getestet. Ausserdem wurden die Detektoren ohne Maske mit den α -Teilchen bestrahlt, um die Homogenität der Nachweiseffizienz der Detektoren zu testen.



1. 120 mm Detektor ohne Maske
2. 120 mm Detektor mit Maske
3. 80 mm Detektor ohne Maske
4. 80 mm Detektor mit Maske

Photoeinfachionisation von angeregtem Helium im Triplettzustand: Planung und Aufbau eines quantenmechanisch vollständigen Photoionisationsexperiments

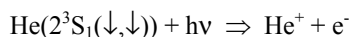
C. Wimmer¹, T. Jahnke¹, O. Hohn¹, S. Schöbller¹, S. Schwientek¹, A. Bräuning-Demian², C. Penache¹, L. Spielberger¹, R. Dörner¹ und H. Schmidt-Böcking¹

¹J.W.Goethe-Universität, Frankfurt am Main; ²GSI, Darmstadt

In den letzten Jahren hat sich gezeigt, daß die COLTRIMS-Methode [1] auch ideal dazu geeignet ist, Photoionisationsexperimente durchzuführen. Bisherige Experimente [z.B. 2,3] waren allerdings nicht in der Lage alle Freiheitsgrade der Reaktion zu berücksichtigen, da - der Meßmethode entsprechend - die Einstellung des Photoelektronenspins nicht ermittelt werden kann. Genauso war es bisher immer nötig, diese Experimente außerhalb des Instituts durchzuführen, da in der Regel Synchrotronstrahlung oder ein starkes Laserfeld zur Photoionisation verwendet wurden.

Durch den Einsatz des im Institut für Kernphysik entwickelten spinpolarisierten Heliumtargets [4] kann nun erstmals ein „quantenmechanisch vollständiges“ Photoionisationsexperiment innerhalb des Instituts durchgeführt werden. Theoretische Arbeiten z.B. von Klar et al. [5] zeigen, daß es, um „quantenmechanische Vollständigkeit“ zu erlangen, nicht nötig ist, den Spin des Photoelektrons zu vermessen, wenn dieser im Anfangszustand bekannt ist. Da im vorgestellten Fall ein Target aus $\text{He}(2^3\text{S}_1(\downarrow, \downarrow))$ zum Einsatz kommt, ist dieser Sachverhalt hier gegeben.

Der genaue Reaktionskanal, der untersucht werden soll, ist die Einfachphotoionisation des spinpolarisierten Triplett-Heliums:



Die Anregungsenergie des Triplettgrundzustandes beträgt 19.82 eV. Daher kann mit Photonen verhältnismäßig geringer Energie (>4.77 eV) die Ionisation bereits durchgeführt werden. Da Quecksilberdampflampen eine ausgeprägte Emissionslinie bei 4.88 eV besitzen, kann das vorgeschlagene Experiment innerhalb des Institutes stattfinden. Des weiteren haben die entstehenden Photoelektronen nur eine Energie von 0.1 eV, was sich positiv auf die Auflösung der COLTRIMS-Methode auswirkt.

In einem konventionellen COLTRIMS-Experiment ist es nötig die Flugzeit bis zum Auftreffen auf den ortsempfindlichen Detektor und den Auftreffort des Reaktionsfragmentes, dessen Startimpuls ermittelt werden soll, zu messen, um aus diesen drei Größen dann die drei Komponenten des Startimpulsvektors zu bestimmen. Um eine Flugzeitmessung durchführen zu können muß allerdings der genaue Zeitpunkt, zu dem die Reaktion stattfindet, bekannt sein. An Synchrotronanlagen und im Falle der Laserionisation erhält man diese Information dadurch, daß der Photonenstrahl gepulst ist. Eine handelsübliche Quecksilberdampflampe, wie sie hier eingesetzt werden soll, liefert aber einen kontinuierlichen Photonenfluß, so daß eine direkte Flugzeitmessung nicht erfolgen kann.

Ein vor kurzem durchgeführtes Experiment [6] zeigt, daß es prinzipiell möglich ist, aus der Flugzeitdifferenz des Photoions und des Photoelektrons die Startimpulse zu ermitteln. Ein Pulsen des Photonenstrahls ist also im Falle einer Reaktion, bei der nur ein Photoelektron entsteht, nicht

nötig. Abbildung 1 zeigt eine erste Simulation des Spektrometers.

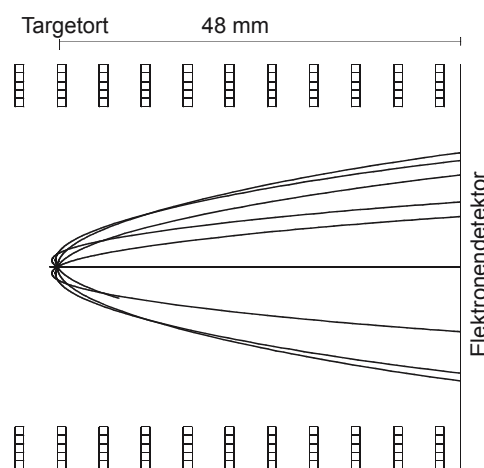


Abbildung 1: Simulation der Elektronenseite des Spektrometers.

Konkret vermessen werden soll die Winkelverteilung der Photoelektronen für linear und zirkular polarisiertes Licht und für unterschiedliche Einstellungen zwischen der räumlichen Spinausrichtung des Targets und der Polarisationsrichtung bzw. -ebene des Lichtes. Neben der Tatsache, daß ein quantenmechanisch vollständiges Experiment durchgeführt wird, ist das hier vorgeschlagene Experiment ideal dazu geeignet, daß spinpolarisierte Target erstmals zu testen und so weit weiterzuentwickeln und zu optimieren, daß es dann auch an einer auswärtigen Anlage problemlos eingesetzt werden kann.

Referenzen:

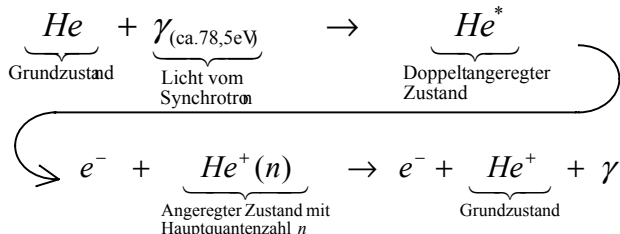
- [1] R. Dörner, V. Mergel, O. Jagutzki, L. Spielberger, J. Ullrich, R. Moshammer, H. Schmidt-Böcking Physics Reports 330 (2000) 95-192
- [2] R. Dörner, J. Feagin, C.L. Cocke, H. Bräuning, O. Jagutzki, M. Jung, E.P. Kanter, H. Khemliche, S. Kravis, V. Mergel, M.H. Prior, H. Schmidt-Böcking, L. Spielberger, J. Ullrich, M. Unverzagt, T. Vogt Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 1024
- [3] Th. Weber, H. Giessen, M. Weckenbrock, G. Urbasch, A. Staudte, L. Spielberger, O. Jagutzki, V. Mergel, M. Vollmer, R. Dörner, Nature 405 (2000) 658
- [4] T. Jahnke, Diplomarbeit, IKF (2002)
- [5] H. Klar and H. Kleinpoppen, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 15, p. 933 (1982).
- [6] A. Czasch, T. Weber, M. Hattab, A. Staudte, S. Kammer, M. Schöffler, S. Schössler, T. Jahnke, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking, dieser Jahresbericht.

Koinzidenzmessungen zur Elektronenkorrelation in doppelt hoch angeregten Zuständen von Helium

(Messung am Berliner Synchrotron BESSYII im Januar 2002)

A.Czasch, T.Weber, M.Hattaß, A.Staudte, S.Kammer, M.Schöffler, S.Schössler, T.Jahnke,
R.Dörner, H.Schmidt-Böcking

Gegenstand des hier beschriebenen Experiments ist die Autoionisation von doppelt hoch angeregten Zuständen von Helium [1]:



Der Prozeß der Doppelanregung durch ein einzelnes Photon kann nur verstanden werden, wenn Korrelationseffekte zwischen den beiden Elektronen berücksichtigt werden. Ebenso kann der Zerfall eines doppelt hoch angeregten Zustandes durch Autoionisation nur aufgrund von Elektronenkorrelation erfolgen: Ein Elektron gibt Energie an das Partnerelektron ab und ermöglicht ihm dadurch den Sprung über die Kontinuumsgrenze. Das Heliumatom in doppelt hoch angeregten Zuständen stellt das quantenmechanische Pendant zum klassischen Dreikörperproblem dar. Aus diesem Grund ist es ein besonderes und grundlegendes Forschungsobjekt in der theoretischen Physik [2-9].

Bisher gibt es nur wenige experimentelle Forschungsarbeiten in diesem Gebiet. Lediglich der totale Wirkungsquerschnitt der Einfachionisation ist in Abhängigkeit von der Photonenergie bis ca. 78,268 eV, d.h. bis 0,738 eV unter der Doppelionisationsschwelle bei 79 eV vermessen worden [10-14]. Im Gegensatz zu den hier erwähnten Messungen des totalen Wirkungsquerschnittes wollen wir kinematisch vollständig differentielle Koinzidenzmessungen durchführen, d.h. für jede einzelne Reaktion alle Impulsbeträge- und Richtungen nachweisen. Mit Hilfe der Energiebilanz zwischen eingestellter Photonenenergie und der (gemessenen) Kinetischen Energien der auseinanderfliegenden Teilchen kann eine Aussage über die Hauptquantenzahl n des entstandenen He^+ -Ions getroffen werden – für jede einzelne Reaktion. Frühere differentielle Messungen [20] scheiterten an zwei grundlegenden Problemen: Mit steigender Photonenergie fallen die partiellen Wirkungsquerschnitte der Einfachionisation rapide ab. Die Verwendung von üblichen Detektoren mit schlitzförmigem apparativ beschränktem Akzeptanzbereich zur differentiellen Koinzidenzmessung scheidet aufgrund der geringen Koinzidenzrate somit grundsätzlich aus. Aus diesem Grund gibt es bislang für hohe Energien nur Messungen zum totalen Wirkungsquerschnitt. Des weiteren muß das Target auf einige wenige μK abgekühlt werden, damit die

thermische Impulsverteilung innerhalb des Targetgases minimiert wird und somit die geringen Impulse aus der Reaktion gemessen werden können. Die von uns entwickelte Meßmethode hat beide Probleme – verschwindend kleine Koinzidenzrate und Kühlung im μK -Bereich – gelöst.

Unsere erste Messung fand im Januar/Februar 2002 am Berliner Synchrotron BESSYII statt. Wegen der geringen Wirkungsquerschnitte mußte die Messung im kontinuierlichen Strahlmodus durchgeführt werden. Dadurch können nicht – wie sonst üblich – die absoluten Flugzeiten der Teilchen gemessen werden. Eine Simulation hat jedoch gezeigt, daß es dennoch möglich ist, die Impulse anhand der gemessenen *Differenzflugzeit* der Teilchen und ihrer Auftrefforte auf den Detektoren zu rekonstruieren. Im Experiment müssen Elektronen mit einer Kinetischen Energie zwischen 0,1 eV und ca. 1 eV nachgewiesen werden. Das Erdmagnetfeld hat bei diesen niedrigen Energien einen großen Einfluß auf die Flugbahnen. Aus diesem Grund wurde versucht, das Erdmagnetfeld mit Hilfe von Helmholtzspulen zu kompensieren. Die Analyse der Daten ist aufgrund der beiden zuletzt genannten Gründe relativ aufwendig und wird wahrscheinlich bis Mai 2002 andauern. Eine weitere Messung wird voraussichtlich Ende 2002 oder im Frühjahr 2003 stattfinden.

Referenzen

- [1] Madden and Codling, 1963, Phys. Rev. Lett. **10**, 516
- [2] C.D. Lin, 1983, Phys. Rev. Lett. **51** (15), 1348 und 1984, Phys. Rev. A **29** (3), 1019
- [3] D.R. Herrick, O. Sinanoğlu, 1975, Phys. Rev. A **11** (97)
- [4] Rost et al. 1997, J. Phys. B: Atom. Mol. Phys. **30**, 4663-4694
- [5] Rost, 1994, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **27** 5923-5931
- [6] Leopold et al., 1980, J. Phys. B: Atom. Mol. Phys. **13**, 1037
- [7] Rost, Briggs, 1991, J. Phys. B: Atom. Mol. Phys. **24**, 4293
- [8] M.C. Gutzwiller, „Chaos in Classical and Quantum Mechanics“ (Springer, New York, 1990)
- [9] Wintgen et al., 1993, J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys. **26**, L399
- [10] Püttner et al. J. o. Elec. Spec. & Rel. Phen. **101-103**, 1999, 27f
- [11] Püttner, Grémaud, 2001 Phys. Rev. Lett. **86** (10), 3747
- [12] Domke, Schulz, Kaindl, 1996, Phys. Rev. A **53** (3), 1424
- [13] Domke, Schulz, Remmers, 1995, Phys. Rev. A **51** (6), 4309
- [14] Domke, C. Xue, 1991, Phys. Rev. Lett. **66** (10), 1306
- [15] Ericson, 1963, Ann. Phys. (N.Y.) **23**, 390
- [16] Gorczyca, Rubensson, 2000, Phys. Rev. Lett. **85** (6), 1202
- [17] Penent et al., 2001, Phys. Rev. Lett. **86**, 2758
- [18] Rubensson, Sâthe, 1999, Phys. Rev. Lett. **83**, 947
- [19] M.K. Odling-Smee, 2000, Phys. Rev. Lett. **84** (12), 2598
- [20] A. Menzel, Frigo, Whitfield, Caldwell, 1996, Phys. Rev. A **54** (3), 2080 und 1995, Phys. Rev. Lett. **75** (8), 1479

The Lyman- α_1 Decay in Hydrogen-like Ions: Interference between the E1 and M2 Transition Amplitudes

Th. Stöhlker^{1,2}, A. Surzhykov³, S. Fritzsche³, and A. Gumberidze^{1,2,4},

¹IKF, Univ. of Frankfurt, Germany; ²GSI-Darmstadt, Germany; ³Univ. of Kassel, Germany; ⁴Tbilisi State University, Georgia

We report on an interference between the **E1** and **M2** transition amplitudes in the decay of the $2p_{3/2}$ level in hydrogen-like heavy ions which significantly alters the photon angular distribution of the *Lyman- α_1* transition ($2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$). In the past, the angular distribution of this decay was subject of intense experimental and theoretical studies in order to elucidate the magnetic substate population of Radiative Electron Capture (REC) in relativistic collisions of bare uranium with low-Z target atoms [1, 2]. If the magnetic sublevels with different absolute magnetic quantum numbers μ are populated non-statistically, alignment occurs leading to an anisotrope emission pattern. For the particular case of the $2p_{3/2}$ state this angular distribution is given by [1]

$$W(\theta) \propto 1 + \beta_{20}(1 - \frac{3}{2} \sin^2 \theta) \quad (1)$$

where θ is the angle between the direction of the excitation photon and the beam direction (emitter frame) while β_{20} denotes the anisotropy coefficient. In the case of the $2p_{3/2}$ level, the anisotropy coefficient can be expressed as:

$$\beta_{20} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\sigma(\frac{3}{2}, \pm \frac{3}{2}) - \sigma(\frac{3}{2}, \pm \frac{1}{2})}{\sigma(\frac{3}{2}, \pm \frac{3}{2}) + \sigma(\frac{3}{2}, \pm \frac{1}{2})}, \quad (2)$$

Here $\sigma(3/2, \mu_n)$ describes the population of substate μ_n of the $2p_{3/2}$ level. The well known expression (2) takes into account only the dominant electric dipole (**E1**) term whereas the weaker magnetic quadrupole component (**M2**) is neglected. Based on expression (2), the theoretical and observed angular distributions were compared in detail and a remarkable variance was found [1, 2]. This deviation was surprising also in the sense that the REC is otherwise one of the best studied processes for high-Z, hydrogen-like ions for which an excellent agreement between theory and experiment is typically found. By using the density matrix theory one can consider the magnetic (**M2**) decay branch in a coherent way. As a result, the alignment coefficient parameter β_{20} must now be replaced by the product $\beta_{20} \cdot f(E1, M2)$ where $f(E1, M2)$ is a *structure* function which takes into account the interference effect. Note, for H-like uranium the structure parameter $f(E1, M2)$ reaches a value of as large as 1.28 [3]. In Fig. 1 we compare the experimental results for H-like uranium (solid points) with the corresponding theoretical findings (full line) and the results obtained assuming $f(E1, M2) = 1$ (dashed line), i.e. neglecting the interference term. From the figure it is evident that the former departure of the theoretical results from the experimental values is removed then taking the interference term into account. This proves the importance of the interference between the **E1** and **M2** decay branches for the

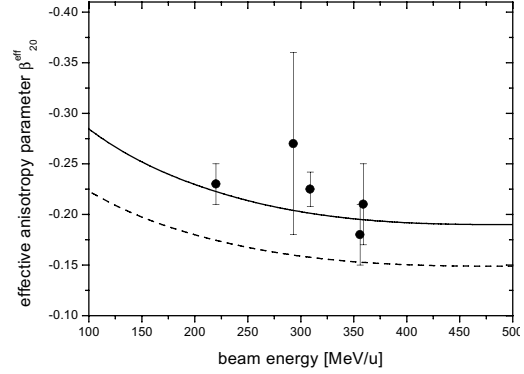


Figure 1: The experimentally determined effective anisotropy parameters β_{20}^{eff} (solid points) for the *Lyman- α_1* radiation of U^{91+} produced in $U^{92+} \rightarrow N_2$ collisions as a function of collision energy [2]. The dashed line represents the theoretical predictions for $f(E1, M2) \equiv 1$, i.e. when the interference term is neglected. The solid line shows the corresponding theoretical result which considers the interference term $f(E1, M2)$, i.e. $\beta_{20} \cdot f(E1, M2)$.

decay of $2p_{3/2}$ state. Also, we have to add that one may expect similar sizeable corrections for any other atomic transitions in the high-Z regime where beside the leading **E1** term, higher multipole contributions are small but allowed. Here, e.g. doubly excited states in He-like ions such as produced by KLL-dielectronic recombination must be mentioned [4, 5]. More general, the study of decay rates and transition matrix elements of atomic transitions are of great importance to test and advance our basic knowledge about the physics of strong Coulomb fields as they are present at high-Z. However, at high-Z, most of these transitions exhibit such fast decay rates that lifetime measurements are excluded. Because of the sensitivity of the effective alignment parameter on the reduced matrix elements of the multipole transitions involved, the latter can be addressed by measuring precisely the associated photon angular distributions. It represents therefore an experimental tool to study the decay properties of atomic states in the realm of high-Z ions.

References

- [1] J. Eichler, Nucl. Phys. **A 572**, 147 (1994).
- [2] Th. Stöhlker et al., Phys. Rev. Lett. **79**, 3270 (1997).
- [3] A. Surzhykov et. al., submitted to PRL (2002).
- [4] M. H. Chen and J. H. Scofield, Phys. Rev. **A 52**, 2057 (1995).
- [5] M. Gail, N. Grün, and W. Scheid, J. Phys. **B 31**, 4645 (1998).

Interaction of Fast Ion Beams with Low- and High-Density Targets

O. Rosmej¹, Th. Stöhlker¹, V.P. Shevelko^{2,3}, I.Yu. Tolstikhina³

¹ Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt, Germany; ² MPI-K Heidelberg, Germany;

³ P.N. Lebedev Institute, Moscow, Russia

Electron capture processes into excited states

$$X^{q+} + A \rightarrow X^{(q-1)+}(n) + A^+ \quad (1)$$

are considered in collisions of fast positive ions X^{q+} with low- and high-density targets A . In the case of a low density, the electron-capture cross section $\sigma_{ec}(n)$ has a certain distribution over the principal quantum number n with a maximum at $n = n_{max}$ and asymptotic behavior $\sigma_{ec}(n) \approx n^{-3}$ at $n \gg n_{max}$. For Rydberg states $n \gg 1$, ions with the orbital quantum numbers $\ell = 0$ and 1 are created with the highest probability (see, e.g. [1]).

The distribution of σ_{ec} over n states depends not only on the relative velocity v and the atomic structure of colliding systems but also on the target density. In a dense target, the largest possible principal quantum number n_{cut} which the $X^{(q-1)+}(n)$ ion can be created with, is limited because the population of highly excited n states is destroyed by ionization collisions with the target:

$$X^{(q-1)+}(n) + A \rightarrow X^{q+} + A + e^-. \quad (2)$$

The ionization rate from the n state is quite large and proportional to $N \cdot n^4 \cdot Z_T^2$ where Z_T and N are the nuclear charge and density of the target particles, respectively.

The value of n_{cut} can be estimated from equality condition of the radiative decay rate $A(n, n_0)$ into all low-lying states of the $X^{(q-1)+}$ ion and the ionization rate:

$$A(n_{cut}, n_0) = N \cdot \sigma_{ion}(n) \cdot v, \quad (3)$$

where n_0 is the ground state and $\sigma_{ion}(n)$ is the ionization cross section from the n state induced by the target. Employing the Kramers formula for $A(n, n_0)$ and the Thomson formula for $\sigma_{ion}(n)$, one has from (3):

$$n_{cut} = n_0 + \Delta n, \quad (4)$$

$$\Delta n \approx Z_P \left(\frac{10^{18}}{Z_T^2 N [\text{cm}^{-3}]} \right)^{1/7} \left(\frac{E [\text{keV/u}]}{260 Z_P^2} \right)^{1/14}, \quad (5)$$

where E and Z_P are the projectile energy and ion charge. As is seen from (5), the higher is the target density and the target charge, the lower is the largest possible quantum number n_{cut} and, therefore, the lower is the total capture cross section $\sigma_{tot} = \sum_{n=n_0}^{n_{cut}} \sigma_{ec}(n)$.

In Fig. 1, the electron-capture cross sections for collisions of bare Ni^{28+} ions with low- and high-density SiO_2 molecules are shown. The cross sections were calculated by the CAPTURE code based on the normalized electron-capture probabilities in the impact parameter representation and described in [2]. At energies $E = 100 \text{ keV/u} - 10 \text{ MeV/u}$, the capture of L and M subshells of the low-density SiO_2 molecules (curve 1) is suppressed by the density effect (curve 2) leading mainly to the capture of K electrons. At energies $E > 10 \text{ MeV/u}$, both cross sections are approximately equal because only K electrons of SiO_2 molecules are mostly captured with $n_{cut} \approx 4$.

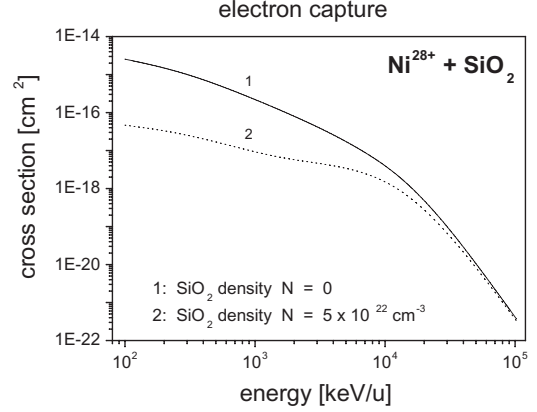


Figure 1: Influence of the target-density effect on the total electron-capture cross sections in $\text{Ni}^{28+} + \text{SiO}_2$ collisions:

1 – low-density target, $N = 0$;

2 – high-density target, $N = 5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$.

Due to the density effect considered, the average (mean) charge of the ion beam after the solid target is larger than that after a low-dense target. This problem was studied in [3] for collisions of fast U^{q+} ions with the hydrogen-carbon plasma in the MeV/u energy regime.

In general, consideration of the charge-changing processes arising in collisions of fast beams with atomic and plasma targets [2]–[4] shows the following peculiarities:

1) the distribution of the projectiles over excited states after interaction with a target depend on the target density: interaction with high-density targets cuts off the maximum possible principal quantum numbers of the projectile after collision and *reduces* the total electron-capture cross sections,

2) the distribution over the quantum numbers nl of the projectile due to charge-changing collisions with a target defines the *spectroscopic* properties (radiative spectra) of the projectile,

3) account for the density effect together with the Coulomb distortion of the projectile wave functions and multi-electron processes allows one to describe the *mean charge* of the fast-ion beams penetrating through atomic and plasma targets.

References

- [1] P. Richard (ed.): *Methods of Experimental Physics*, Vol. 17, (Academic, N.Y. 1980) p. 108
- [2] V.P. Shevelko: JTP, **71**, 20 (2001)
- [3] H. Wahl et al.: Short Commun. Phys. **8**, 28 (2001) (Lebedev Institute, Moscow)
- [4] V.P. Shevelko et al.: NIMB **184**, 295 (2001)

Photon Polarization in Radiative Recombination of Bare High-Z Ions

Andrey Surzhykov¹, Stephan Fritzsche¹, and Thomas Stöhlker²

¹ Fachbereich Physik, Universität Kassel, D-34132 Kassel, Germany

² Gesellschaft für Schwerionenforschung, D-62491 Darmstadt, Germany

The radiative recombination (RR) and radiative electron capture are two well-established processes from the study of electron-ion and atom-ion collisions. In these processes, a free or quasi-free electron is captured into a bound state of the ion, accompanied by the simultaneous emission of a photon. For bare high-Z ions, for example, the radiative recombination has been explored in detail by Stöhlker and co-workers [1] at the GSI storage ring during recent years. So far, however, most experiments were focused on measuring the total and angle-differential recombination cross sections which are typically found in good agreement with theoretical predictions, based on Dirac's theory [2]. Much less attention, in contrast, has been paid previously to the polarization of the emitted radiation, mainly because of the lack of efficient polarization detectors for hard x-rays. Only in the light of recent improvements in detector techniques, the observation of the photon polarization has become more likely within the next few years.

To predict the polarization of the photons which are emitted in the recombination of free electrons into a bound state of the bare ions, theoretical studies have been carried out in the framework of the *density matrix approach* [3]. In the past, this approach has been utilized successfully in a large number of case studies on the *polarization* as well as *correlation* phenomena in many areas of the nuclear and atomic physics. In fact, this formalism provides us with a tool of great elegance in the theoretical analysis of collision and decay processes.

In the framework of the density matrix theory, the photon polarization is directly related to three *Stokes parameters* (P_i , $i=1..3$). While the first two parameters are usually used for the characterization of the linear polarization $P_L = \sqrt{P_1^2 + P_2^2}$, the third Stokes parameter describes the circular polarization of the photons $P_C = P_3$ [4]. As for the computation of cross sections, these parameters are closely connected to the matrix element

$$M_{b,\mathbf{p}}^{RR}(m_s, \lambda, \mu_b) = \int d^3r \psi_{j_b\mu_b}^\dagger(\mathbf{r}) \alpha \hat{\mathbf{u}}_\lambda^* e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}} \psi_{\mathbf{p},m_s}(\mathbf{r}) \quad (1)$$

which refers to the radiative transition of a free electron with asymptotic momentum \mathbf{p} and spin projection m_s in the bound-state of the bare ion. In recent years, this *relativistic* form of the transition matrix has been widely used for studying the radiative recombination of high-Z ions at intermediate and high collision energies [2]. For a capture into bare ions, $\psi_{j_b\mu_b}(\mathbf{r})$ and $\psi_{\mathbf{p},m_s}(\mathbf{r})$ are the known solutions of Dirac's Hamiltonian for a bound or continuum electron, respectively. Moreover, the unit vector $\hat{\mathbf{u}}_\lambda$ denotes the polarization of the photons. For the numerical calculations of the matrix element (1) and, hence for, the photon polarization, we used the computer code DIRAC [5].

Calculations for different polarization parameters of the emitted photons have been carried out as function of the

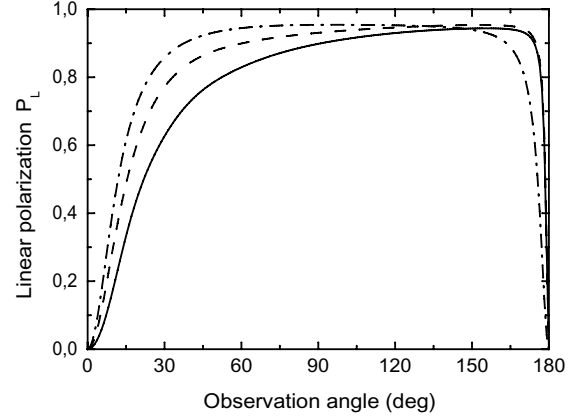


Figure 1: Degree of linear polarization of the emitted photon as a function of the *laboratory* photon angle for the K -RR of Bi^{83+} projectiles. The linear polarization is shown for three projectile energies: $T_p = 10$ MeV/u (---), $T_p = 100$ MeV/u (- - -), and $T_p = 220$ MeV/u (—).

projectile ion energy [4]. For instance, Figure 1 shows the degree of linear polarization P_L of the photons which are emitted due the capture of a free electron into the K shell of Bi^{83+} projectiles. Since, in experiment, the radiative recombination of ions is usually studied by collisions of bare, high-Z projectiles with (low-Z) target atoms, here we present the Stokes parameter for angles measured in the *laboratory system* (the rest frame of the target atoms) with respect to the *beam direction*. As seen from Figure 1, a very high degree of polarization arises for a wide range of angles. The density matrix theory provides a consistent framework to investigate not only the *polarization* properties of the photons and residual ions but also the total as well as differential cross sections of the electron capture processes [4]. Moreover, this theory can be easily extended to study the two- (or multi-) step radiative recombination. In such processes, an electron is captured into any of the excited ion states which will further decay by emission of one or several subsequent photons. This subsequent photon decay in the high-Z hydrogen-like ions can provide new information about the electron structure of atoms and ions in strong Coulomb fields [5].

References

- [1] Th. Stöhlker *et al.*, Phys. Rev. A **51** (1995) 2098.
- [2] J. Eichler and W. Meyerhof, *Relativistic Atomic Collisions*, Academic Press, San Diego, 1995.
- [3] K. Blum, *Density Matrix Theory and Applications*, Plenum, New York, 1981.
- [4] A. Surzhykov *et al.*, Phys. Lett. A **289** (2001) 213.
- [5] A. Surzhykov *et al.*, submitted to Phys. Rev. Lett. .

Search for Correlated Electron Capture in Relativistic U^{92+} Collisions

G. Bednarz¹, D. Sierpowski¹, Th. Stöhlker², A. Warczak¹, H. Beyer², F. Bosch², A. Bräuning-Demian², H. Bräuning², X. Cai², A. Gumberidze², S. Hagmann², O. Klepper², C. Kozhuharov², D. Liesen², X. Ma², P.H. Mokler², A. Muthig², Z. Stachura³, S. Toleikis²

¹ IFUJ-Cracow (Poland), ² GSI-Darmstadt (Germany), ³ INP Cracow (Poland)

Double photoionization of two-electron systems is a key process for the study of correlation effects in atomic multi-body systems [1]. Collision experiments with bare ions provide us with the unique possibility to study this effect under time reversal conditions, i.e. correlated capture of two electrons via simultaneous emission of one single photon (RDEC - Radiative Double Electron Capture) [2].

At the jet target of the ESR storage ring several experiments have been performed to identify this process in collisions of bare uranium ions with gaseous matter. So far, however, this process has not been confirmed experimentally.

During a recent uranium beam time at the ESR, a new attempt has been undertaken by using a considerably improved experimental setup. The main intention of this experiment was to detect RDEC photons in coincidence with double charge exchange, the signature of this particular process. For this purpose, projectile photon emission was observed simultaneously at various observation angles. Compared to the former experiments the overall photon efficiency could be enhanced by almost two orders of magnitude.

In the experiment bare uranium ions at an energy of 297 MeV/u bombarded a thin Ar-target. The target area has been viewed by an array of x-ray detectors [3] gated with signals from the particle detector mounted behind the bending magnet, next to the gas-jet target. The trajectory of the circulating ion beam was especially tuned in order to enable the registration of ions, which captured two electrons.

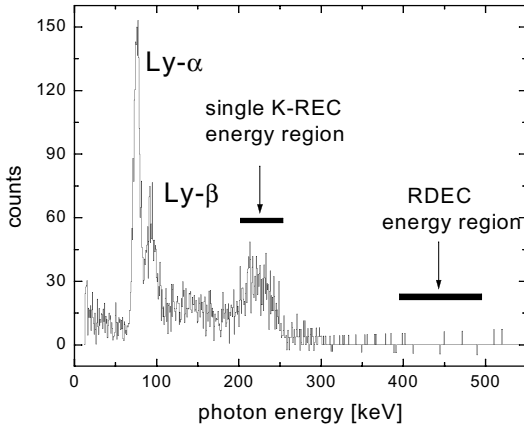


Fig. 1: X-ray spectrum (corrected for random events and detector efficiency) measured at 90° in coincidence with double charge exchange. A REC line for photons with a single K-REC energy associated with double electron capture is clearly observed.

A sample x-ray spectrum measured at 90° in coincidence with double charge exchange is depicted in Fig.1. A REC line for

photons with the single K-REC energy, associated with double electron capture, is clearly observed. However, within the energy region relevant for RDEC, only a few events have been detected and no x-ray line shows up. From the present state of the data analysis we can already conclude that the cross section of this extremely rare process is below 10 mb. This is in contradiction to the presently available theoretical predictions, concerning relativistic effects [4].

Tab. 1: Capture cross-sections

capture	experimental value [barn]	theoretical predictions [barn]	
		nonrelativistic	relativistic
RDEC	$<10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-6}$	5

Simultaneously, the total cross-section for double electron capture was measured and amounts to 400 ± 70 mb. In addition, the angular distribution of single K-REC photons, associated with double charge exchange, was registered. We realise that the corresponding emission pattern (Fig.2) is similar to that for K-REC photons measured in coincidence with single electron capture [3].

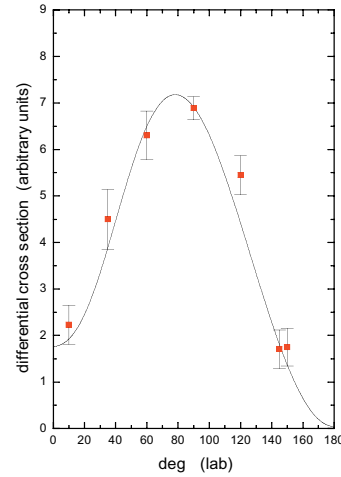


Fig. 2: Angular distribution of photons with single K-REC energy associated with double electron capture. Solid line – full relativistic description for K-REC associated with single electron capture normalised to the experimental data.

This work was supported by EU, grant: EC-HPRI-CT-1999-00001 and by a Marie Curie Fellowship of the European Community Programme IHP under contract number HPMT-CT-2000-00197.

- [1] *Electron Correlation Dynamics in Atomic Collisions*, J.H. McGuire, Cambridge University Press (1997).
- [2] A. Warczak et al., Nucl. Instr. Meth, **B98**, 303 (1995).
- [3] Th. Stöhlker et al., Phys. Rev. Lett. **82**, 3232 (1999).
- [4] V.L. Yakhontov, M.Ya Amusia, Phys. Rev. A **55**, 1952 (1997).

Study of the Two-Electron Lamb Shift in High-Z Helium-Like Ions

A. Gumberidze^{1,2,8}, Th. Stöhlker^{1,2}, G. Bednarz³, H.F. Beyer¹, F. Bosch¹, X. Cai⁶,
 S. Hagmann⁵, O. Klepper¹, C. Kozhuharov¹, D. Liesen¹, X. Ma⁶, P.H. Mokler¹, D. Sierpowski³,
 Z. Stachura⁴, M. Steck¹, S. Toleikis¹, A. Warczak³, Y. Zou⁷

¹GSI-Darmstadt, Germany, ²IKF, Univ. of Frankfurt, Germany, ³Institute of Physics, Cracow University,

⁴INP, Cracow, Poland, ⁵Kansas State University, Kansas, USA, ⁶IMP, Lanzhou, China,

⁷Fudan University, Shanghai, China, ⁸Tbilisi State University, Georgia

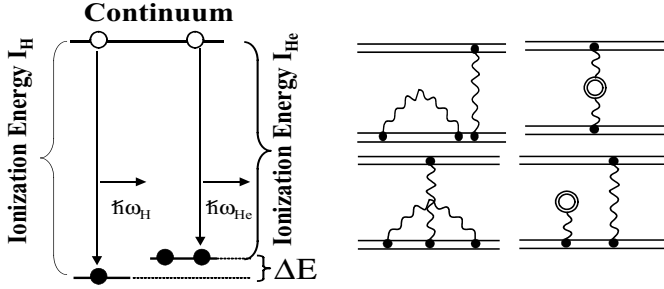


Figure 1: Left side: Schematic presentation of the RR process of free electrons into the initially bare and H-like ions. The energy difference $\Delta E = \hbar\omega_H - \hbar\omega_{He}$ gives exactly the two-electron contribution to the ionization potential in He-like ions. Right side: Feynman diagrams for the two-electron self energy and vacuum polarization.

Helium-like ions are the simplest atomic multi-body systems. Very recently the theoretical as well as the experimental investigations of these fundamental systems gained a considerable improved precision [1, 2]. The experimental progress manifests itself in a novel approach and exploits Radiative Recombination (RR) transitions into the vacant 1s shell of bare and H-like ions [2]. In this process an electron may undergo a direct transition into a bound state of the stationary ion via the emission of a photon carrying away the energy difference between the initial and final electron state, i.e. $\hbar\omega = E_{kin} + E_B$ (compare Fig. 1). The difference in the centroid energies for such radiative recombination transitions into the vacant K-shell of bare and H-like high-Z ions is equal to the difference in the ionization potential between the hydrogen-like and the heliumlike ions formed by the recombination process. It gives exactly the two-electron contribution to the ground-state energy of the heliumlike ions. Most important, all one-electron contributions to the binding energy such as the finite-nuclear size corrections and the one-electron self-energy cancel out completely in this type of experiment [1]. These first experiments on the ground-state of He-like ions conducted at Super-EBIT were very successful and provided to the very first time results which are at the threshold to become sensitive to higher order QED effects [2, 3]. However, at high nuclear charges such as $Z = 83$ or even $Z = 92$ it turned out that the production efficiency for bare ions is not sufficient and the results suffered by counting statistics. Very recently we applied this technique at the electron cooler device at the ESR storage ring for the

case of He-like uranium. The aim of this experiment is to measure precisely the two-electron contribution to the ionization potential in He-like uranium of 2.2 keV with an accuracy better than 5 eV. Since two-electron QED effects are calculated to contribute 7 eV [1], such an experimental study would therefore provide the very first test of higher-order QED corrections (higher order in α) in the domain of high-Z ions (some of the relevant Feynman diagrams are displayed in Fig. 1).

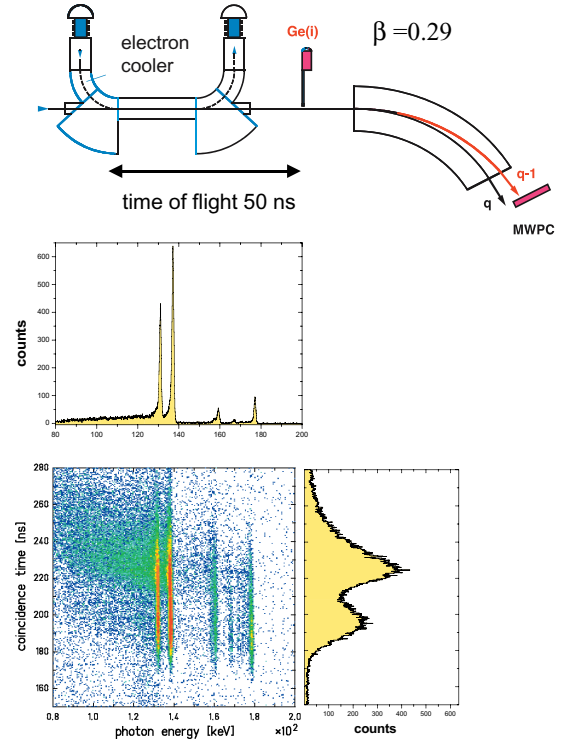


Figure 2: Sketch of the experimental setup (top) and two dimensional scatter plot of the observed x-ray emission versus the coincidence time. The latter refers to the time difference between photon and particle detection. The pronounced structure observed in the time spectrum (right side) allows us to disentangle between photon emission which has occurred inside the electron cooler section and such events where the emission takes place just in front of the x-ray detector.

For the experiment, the setup available at the electron cooler section was used (cf. top of Fig. 2). There, the x-rays emitted via RR of the cooler electrons into the ground

state of the bare- or H-like ions can be detected by a solid state detector which views the interaction region at an observation angle close to 0° [4]. Because the key feature of the experiment is a relative measurement of RR into the K-shell of initially bare and H-like uranium, we changed during the experiment three times between the two charge states. Compared to a simultaneous storage of both charge states, also possible at the ESR, this applied method has the advantage to allow us to measure the x-ray emission in coincidence with the down-charged ions by using a particle detector located behind the next dipole magnet (compare scheme of the experimental set-up displayed in Fig. 2).

In particular the experiment benefits from the recent established deceleration technique [5]. At low energies, all uncertainties associated with Doppler corrections are strongly reduced compared to high-energy beams. Also, for decelerated ions the bremsstrahlung intensity caused by the cooler electrons is strongly reduced (due to the comparably small cooler voltage of 27 kV and current of 100 mA). Consequently, very clean conditions for x-ray spectroscopy are present at the cooler section. This is depicted in Fig. 3 where a preliminary calibrated, coincident x-ray spectrum is plotted as observed for initially bare uranium ions at an energy of 43 MeV/u. Note, the strongly reduced bremsstrahlung intensity allowed us for the very first time to observe even RR transitions into the L-shell, located at the low-energy part of the spectrum. In the spectrum, the x-ray transitions for RR into the ground state show up in the high energy part of the spectrum which are of particular interest for the current study. Most important, the tails of the Lyman- α transition lines, caused by cascade feeding of the L-shell levels [4], are consequently not present in the case of the RR photon emission. A further important aspect of our study is that due the low β -value of 0.29 and the experimental time resolution of about 20 ns, photon events which occurred inside the cooler section can be distinguished from events where the emission took place just in front of the x-ray detector. For the latter x-ray events, the set-up possesses a comparably large solid angle and the photon energy appears markedly shifted leading to the low-energy tails of the Lyman radiation.

In Fig. 4 we depict the photon spectra which were accumulated by using a time condition (see Fig. 2) which excludes most of the cascade contributions leading to the low-energy tails. Indeed, as observed in Fig. 4, the time condition used eliminates almost completely the low energy tails and reduces also the intensity of the Lyman transitions but leads the K-RR lines practically unaffected. However, even the centroids of the K-RR lines might be affected by this time condition applied, because Lyman transition arising from high- n levels may contribute to the x-ray background located at the low-energy region of the K-RR lines. In the inset of Fig. 3 the energy regime relevant for K-RR transitions is displayed. There the line intensities as measured for initially bare- and H-like uranium are compared. From a first preliminary analysis, a statistical accuracy for the splitting close to 9 eV can already be stated. Keeping in mind that for collection of the data a total beam time of 4 days has been used, a second more extended run should

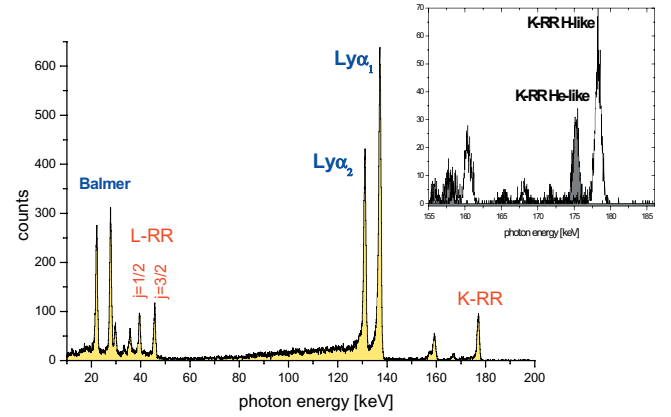


Figure 3: X-ray spectrum for H-like uranium as observed for decelerated ions at the electron cooler of the ESR storage ring. For details compare text. The inset compares H- and He-like spectra at the RR region.

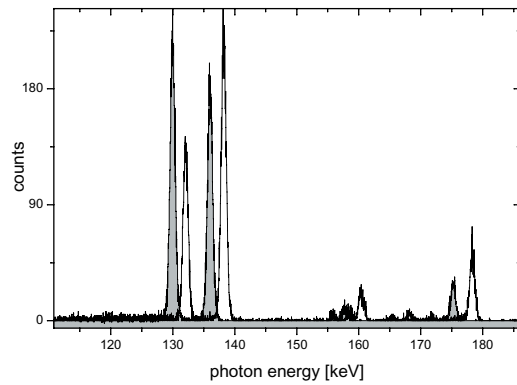


Figure 4: X-ray spectra of H- and He-like (filled) uranium as measured at the ESR cooler. For accumulation, a time condition (compare text) has been used.

provide us with the desired experimental accuracy of 4 eV or even below.

Acknowledgements

We gratefully acknowledge the support by the EU grant EC-HPRI-CT-1999-00001.

References

- [1] H. Persson, S. Salomonson, P. Sunnergren, and I. Lindgren, Phys. Rev. Lett. **76** (1996) 204.
- [2] R.E. Marrs, S.R. Elliott, and Th. Stöhlker, Phys. Rev. **A52** (1995) 3577.
- [3] Th. Stöhlker, S.R. Elliott, and R.E. Marrs, Hyperfine Interactions **99** (1996) 217.
- [4] H.F. Beyer et al., Z. Phys. **D35** (1995) 169.
- [5] Th. Stöhlker et al., Phys. Rev. **A58** (1998) 2043.

Spark source mass spectrometric assessment of silicon concentrations in silicon doped gallium arsenide single crystals

B. Wiedemann¹, J.D. Meyer¹, D. Jockel², H.C. Freyhardt², B. Birkmann³, G. Mueller³

¹Johann Wolfgang Goethe-Universität, Institut für Kernphysik, August-Euler-Str. 6, D-60486 Frankfurt, Germany

²Zentrum für Funktionswerkstoffe gGmbH, Windausweg 2, D-37073 Göttingen, Germany

³Friedrich-Alexander-Universität, Institut für Werkstoffwissenschaften VI, Martensstr. 7, D-91058 Erlangen, Germany

Abstract

The spark source mass spectrometric assessment of silicon concentrations in silicon doped vertical gradient freeze gallium arsenide is presented. The determined silicon concentrations are compared with the charge carrier densities measured by Hall effect with van der Pauw symmetry along the axis of a single crystal.

Introduction

Nowadays there is a great demand for III-V semiconductors due to the growing markets of high frequency electronic and optoelectronic devices. The latter include high brightness light emitting diodes and diode lasers. It is expected that conventional lamps will soon be replaced in many fields of applications by light emitting diodes, due to their lower consumption of energy. Similarly, gas lasers are being replaced by semiconductor versions. Because of the high current and power densities in the active zones of these devices crystal defects in the substrates e.g. dislocations lead to a rapid device degradation. Therefore material with a low defect density and a high homogeneity is required. The standard growth technique for III-V materials, the liquid encapsulated Czochralski (LEC) technique is not able to provide crystals which fulfil the requirements mentioned above. Due to the high temperature gradients applied (several 10 K/cm) the LEC grown crystals suffer from stress induced dislocation densities in the order of 10^4 cm^{-2} . In order to avoid these problems, the vertical gradient freeze (VGF) technique is applied at our crystal growth laboratories [1]. The VGF growth technique allows temperature gradients as low as 2 K/cm and the thermal stress is reduced by roughly one order of magnitude in comparison to the LEC technique. Therefore the dislocation densities are significantly reduced, too. Etch pit densities (EPD) of about 30 cm^{-2} have been achieved for three inches GaAs material. The aim of this paper is the assessment of silicon concentrations in silicon doped gallium arsenide substrates for optoelectronic applications. We use the spark source mass spectrometry (SSMS) to measure the silicon concentrations. Hall measurements are used with cloverleaf or square geometry to measure charge carrier densities. This permits comparison of the silicon concentrations with the charge carrier densities in state of the art low defect silicon doped substrate material.

Experimental

Crystalline raw material is melted in a pyrolytic boron nitride crucible. A complete encapsulation of the crystals with boron oxide was used instead of an explicit stoichiometry control via arsenic vapor source. Therefore boron oxide is additionally added to the crucible. Elementary silicon as doping material is added as well. The crystals are grown under a pressure of few 10^5 Pa in argon ambient gas. The seeds used are silicon doped VGF grown crystals in (001) orientation. After the VGF crystal growth was finished slices with a (001) orientation and a thickness of 1 mm or 3 mm were cut from single crystals. The slices are chemomechanically polished using a solution of sodium hypochlorite. After polishing the slices are etched by DSL (Diluted Sirtl-like etching with the use of Light) etchant using a halogen lamp for illumination of the samples. The samples are analyzed using a modernized spark source mass spectrometer [2, 3], type 21-110 (Consolidated Electrodynamic Corporation, USA) and Hall measurements [4] (ASTM Designation F76) providing the silicon and charge carrier density as well. In case of SSMS analysis pairs of samples are cut with a cross-section of $1 \times 1 \text{ mm}^2$ and a length of 15 mm. Some pairs are prepared with a

cross-section of $3 \times 3 \text{ mm}^2$ from thicker slices in order to analyze other trace elements, e.g. carbon and oxygen, in the silicon doped VGF GaAs samples, above the SSMS detection limit of approximately $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, as well.

Results and discussion

In Fig. 1 the mass lines of singly or multiple charged ions of a state of the art silicon doped VGF GaAs sample are shown, measured simultaneously on the ion sensitive Q plate at the exit of the mass spectrometer. The mass lines of gallium and arsenic isotopes are used to identify the mass of the silicon isotopes and to calibrate the silicon concentration

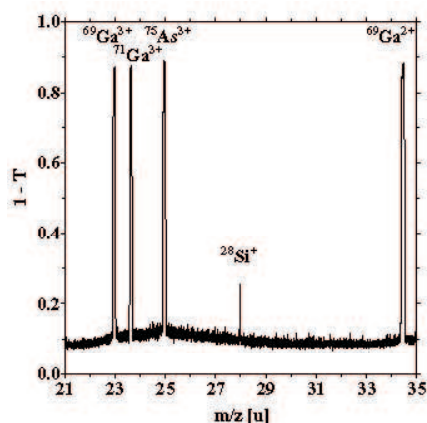


Fig. 1 Spark source mass spectrum of silicon, gallium and arsenic ions of a state of the art silicon doped VGF GaAs sample in the mass range from 21 u to 35 u for a total ion exposure of $1 \times 10^{-9} \text{ C}$

The mean value $\langle [\text{Si}] \rangle$ and standard deviation σ of the concentration $[\text{Si}]$ is usually calculated from at least ten SSMS measurements shown in Fig. 2 for the same state of the art sample.

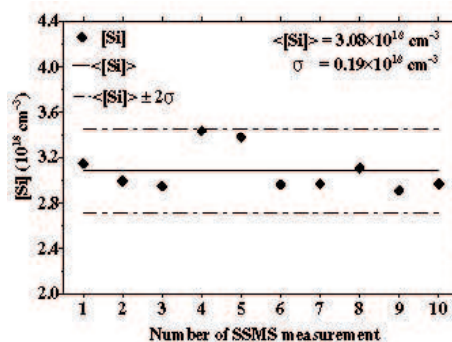


Fig. 2 Ten SSMS measurements for the estimation of the mean value and the standard deviation of the silicon concentration in a state of the art silicon doped VGF GaAs sample

SSMS measurements of the silicon concentration [Si] of singly and multiple charged silicon ions, Si^+ , Si^{2+} , and Si^{3+} , and Hall measurements of the electron carrier density n show a linear relation between [Si] and n (Fig. 3) in a broad region of concentration. It is concluded from this behavior that most of the silicon atoms are incorporated into GaAs as donors, e.g. from Fig 3, approximately 0.8 electrons per silicon atom are contributed

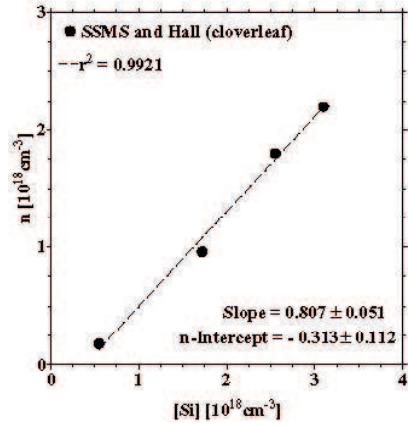


Fig. 3 Relation between Hall measured (ASTM F76) electron carrier density n and SSMS measured silicon concentration [Si]

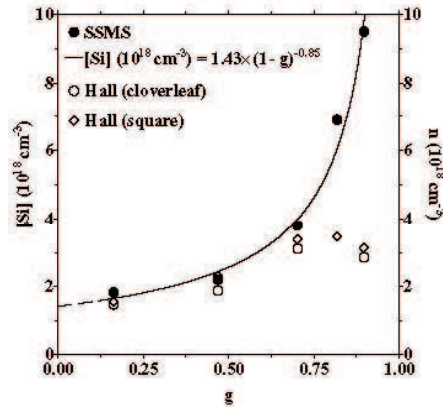


Fig. 4 SSMS measured silicon concentration [Si] and Hall measured (ASTM Designation F76) electron carrier density as a function of the g factor, the frozen part of the crystal during VGF growth process

In state of the art silicon doped VGF GaAs single crystals silicon concentrations [Si] between 5.5×10^{17} and $3.1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ were measured. Electron carrier densities n increase in the range between 1.8×10^{17} and $2.2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, whereas electron mobilities μ_n are found to be decreasing between 2.7×10^3 and $1.8 \times 10^3 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Silicon concentrations measured by SIMS [3] agree well with the SSMS measurements, if singly and multiple charged silicon ions are taken into account. In Fig. 4 the silicon concentration [Si] measured by SSMS is shown as a function of the g factor, the frozen part of the crystal during VGF growth process. The curve shows the Scheil equation [5] for $k = 0.15$ ($1 - k = 0.85$ and $k \times [\text{Si}]_0 = 1.43 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ with $[\text{Si}]_0$, the initial value in the melt). Hall measurements of the electron carrier density n for cloverleaf and square geometry are shown by the open symbols. The electron carrier density n does not increase over $3.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ with increasing g factor. Electron carrier densities n greater approximately $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ can not be reached by increasing the Si addition, since the Si_{Ga} donors are compensated by the Si_{As} acceptors and other defect mechanisms which are still in discussion [6]. Differential interference contrast (DIC) microscopic measurements show low defect densities on slices from the front to the tail of the

single crystal with increasing silicon concentrations until a concentration of $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ is achieved as depicted on the top of Fig. 5. A further increase of the silicon concentrations along the crystal axis leads to the occurrence of interstitial type microloops [7]. These microloops emerge on DSL etched samples as a rough surface structure as shown on the bottom in Fig. 5.

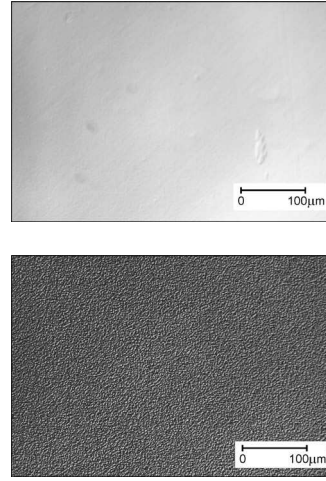


Fig. 5 DIC pictures of DSL etched silicon doped VGF GaAs slices with low defect density on the top as well as with beginning defect structures (microloops) on the bottom

Conclusion

The vertical gradient freeze process is a powerful method in the single crystal growth of state of the art low defect silicon doped gallium arsenide substrate material with (001) orientation for optoelectronic devices. This is shown by the spark source mass spectrometric measured silicon concentration, by the Hall measured electron carrier density and mobility, and by the differential interference contrast microscopy.

Acknowledgements

We thank the Bundesministerium für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie for financial support (novalas, 13N7230/6). The authors would like to thank the Freiburger Compound Materials for providing gallium arsenide and technical support.

References

- [1] Birkmann B, Rasp M, Stenzenberger J, Müller G (2000) J Crystal Growth 211:157-161
- [2] Wiedemann B, Markwitz A, Waldschmidt M, Bethge K, Wolf G, Schuetze W (1988) In: Longevialle P (ed) Proceedings of the 11th International Mass Spectrometry Conference, Vol 11B, Heyden & Son, Bordeaux, pp 1716-1717
- [3] Wiedemann B, Bethge K, Venzago C, Kessler Th, Wolf G, Schuetze W, Waldschmidt M, Dietze HJ, Becker JS (1991) Book of Abstracts of the 12th International Mass Spectrometry Conference, Amsterdam, p 333
- [4] ASTM F76 (1999) Standard Test Methods for Measuring Resistivity and Hall Coefficient and Determining Hall Mobility in Single-Crystal Semiconductors, Annual Book of ASTM Standards, Vol. 10.05
- [5] Handbook of Crystal Growth (1993) Fundamentals (Vol 1A and 1B), Bulk Crystal Growth (Vol 2A and 2B), Thin Films and Epitaxy (Vol 3A and 3B), Ed Hurle DTJ, North Holland, Amsterdam-London-New York-Tokyo
- [6] Hurle DTJ (1999) J Appl Phys Rev 85:10
- [7] Althaus M, Industriellerelevante Entwicklungen der Vertikalen Bridgman-Methode zur Herstellung von versetzungsarmen Galliumarsenid (1996) Forschungszentrum Jülich, Forschungs-bericht Juel-3252

Analysis of silicon incorporation into VGF-grown GaAs

B. Birkmann¹, R. Weingärtner¹, P. Wellmann¹, B. Wiedemann², G. Müller¹

¹Department of Materials Science VI, University of Erlangen-Nürnberg, Martensstr. 7, 91058 Erlangen, Germany

²Institute for Nuclear Physics, University of Frankfurt, August-Euler-Str. 6, 60486 Frankfurt a.M., German

Abstract

The incorporation of silicon into VGF-grown GaAs is examined by Hall effect measurements, spark source mass spectrometry (SSMS) and photoluminescence (PL). It is found that the silicon is incorporated into the crystal according to Scheils-law, with the Si-concentration ([Si]) rising from $1.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ to $1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. It is found that the intensity of the PL-peak with energy close to the band gap decreases with increasing Si-content of the material, whereas the intensity of the PL-peak related to the acceptor $\text{Si}_{\text{Ga}}\text{V}_{\text{Ga}}$ shows opposite behaviour. A compensation model which takes into account the acceptors Si_{As} and $\text{Si}_{\text{Ga}}\text{V}_{\text{Ga}}$ is developed. The model describes the relationship between [Si] and the charge carrier concentration (n) up to silicon concentrations of $1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ in GaAs grown under low thermal gradients.

Key-Words

A1. doping, point defects, segregation; B2. semiconducting gallium arsenide

Introduction

VGF-grown n-type GaAs substrates are widely used for the epitaxy of commercial high brightness light emitting diodes and high power diode lasers. In order to enable the substrate material to carry current densities of several kA/cm^2 a charge carrier density (n) in the order of $(1...3) \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ is necessary. This carrier density is typically achieved by doping with silicon, which shows a complex autocompensation behaviour in the range of $10^{18} \text{ cm}^{-3} < [\text{Si}] < 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Up to now the autocompensation of Si:GaAs is a topic of research and there is still discussion which acceptor (Si_{As} , $\text{Si}_{\text{Ga}}\text{V}_{\text{Ga}}$) is dominating in which doping range [1]. One possible method to gain information about the acceptors is spectrally resolved photoluminescence (PL), which was studied for different Si-concentrations by Fujii et al. [2]. It was shown that the intensity of luminescence close to the band gap disappears for Si-concentrations as high as $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ whereas a broad peak with a photon energy between 1.1 and 1.2 eV remains. This peak is attributed to the donor- $\text{Si}_{\text{Ga}}\text{V}_{\text{Ga}}$ -transition. In [3, 4, 5] it is shown that the intensity and position of this peak strongly depends on the thermal history of the material examined. Since the exact growth and cooling processes are usually unknown, it is difficult to compare different samples in the as-grown state. Another difficulty arises from the fact that GaAs which is grown by the Bridgman method is grown with [4, 5] and without [2, 6] using boron oxide encapsulation, which also influences the formation of defects in the crystal. In the present study the segregation behaviour of Si in VGF-GaAs is used to achieve different doping and compensation levels within one crystal. All samples prepared from this crystal are therefore similar in their thermal history. This material is analysed by spark source mass spectrometry (SSMS), Hall effect and spectrally resolved PL. As for the detected acceptors literature values are available for their concentrations, a simplified quantitative compensation model is derived which takes into account typical acceptor concentrations as they are reported in literature.

Experimental

A GaAs-crystal, which was grown at the authors laboratory by the VGF-technique with boron oxide encapsulation [7, 8] was sliced completely into wafers of 1.3 mm thickness. From these wafers samples were prepared, which were analysed by resistivity and Hall effect measurements in square geometry and SSMS providing n and [Si] respectively [9]. For the PL-measurements samples of $4 \times 4 \text{ mm}^2$ in size were cut and lapped on $3 \mu\text{m Al}_2\text{O}_3$ followed by chemomechanical polishing with Chemlox™. The process was finished by a polishing step with diluted sodium-hypochlorite (1:4 in H_2O), in order to remove the subsurface damage caused by the Al_2O_3 contained in Chemlox™. During the polishing process all samples were mounted on the same sample carrier. The PL measurements were performed at a temperature of 13 K. The luminescence was excited by an Ar^+ -laser emitting at 351 nm with about 12 mW power. The luminescence signal was detected by a Northcoast Ge-detector using lock-in technique. The measurements presented in this article are not corrected with respect to the spectral response of the detector system.

Results

Fig. 1 shows the silicon concentration and n versus the solidified mass fraction (g) of the grown crystal. [Si] shows a segregation behaviour, which is well described by the so called Scheil-equation for complete mixing. This equation was used to fit the experimental data (solid curve in Fig.1). Si-concentrations of more than $9 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ were achieved for g-values in the order of 0.9. The behaviour of n is similar to the Si-concentration as long as $[\text{Si}] < 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, but shows a maximum at about $[\text{Si}] = 4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ with a charge carrier density $n = 3.25 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ($g \approx 0.75$). For higher [Si] (g-values) even a slight reduction of the carrier concentration is observed. Using SSMS also the boron concentration was determined. The boron content is about $[\text{B}] = 1.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ at $g = 0$ and

risers to $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ at $g = 0.9$. The incorporation of the boron could not be described by a Scheil-like fit. The concentrations of background impurities, i.e. carbon and oxygen, were smaller than $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. In order to obtain more information about the compensation mechanisms responsible for this behaviour the samples marked by arrows in fig.1 were subjected to PL examinations.

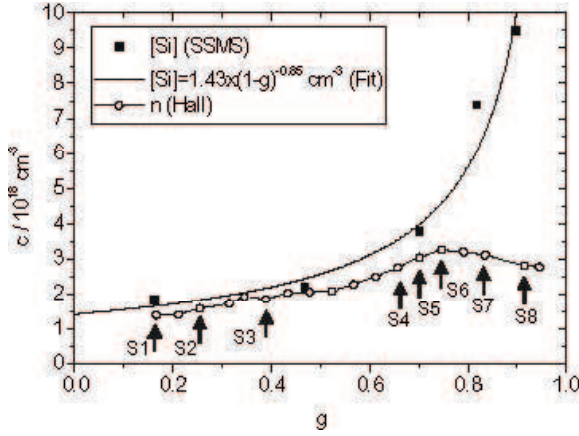


Fig. 1. Concentration of Si determined by SSMS and carrier concentration (n) determined by resistivity and Hall effect. Solid line is a fit according to Scheil's law. Wafers marked by an arrow were examined by PL.

In fig.2 PL spectra are given. Three typical peaks were found. The first (P1) is close to an energy of 1.5 eV, which is near to the band gap. Further peaks are found at about 1.37 and 1.2 eV, which are more clearly seen in fig. 3. It is observed that the intensity of P1 decreases by two orders of magnitude with increasing g towards the end of the crystal. The maximum of n (sample S6) has no visible influence on the evolution of the photoluminescence intensity with increasing g . Fig.3 shows the enlargement of the PL-peaks P2 and P3. Peak P2 was found only on the slices S1, S2 and S3 with decreasing intensity.

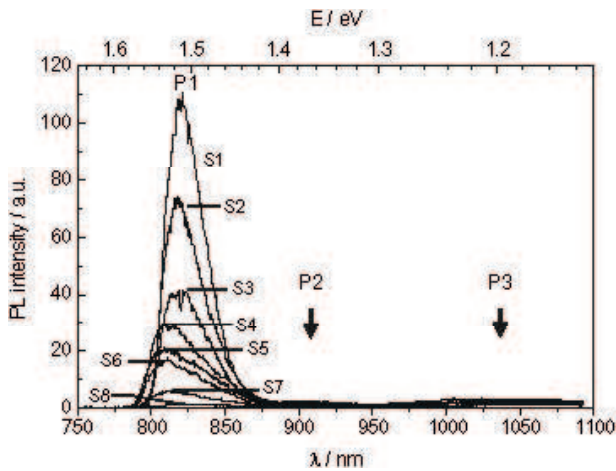


Fig. 2. PL-spectra of the samples marked in fig.1. Three peaks (P1, P2, P3) are marked. For details of P2 and P3 see fig. 3.

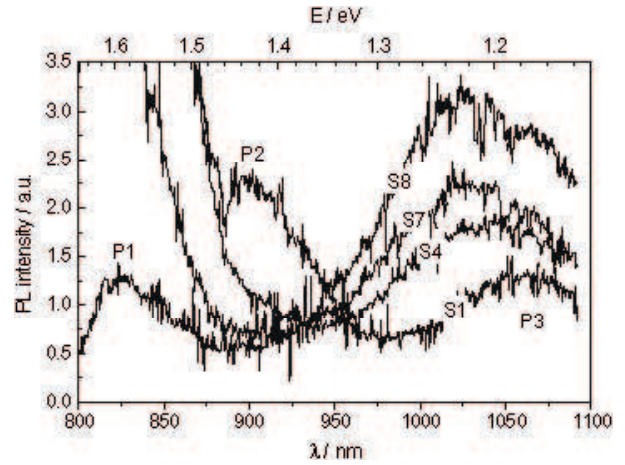


Fig. 3. Enlarged details of the PL spectrum of fig. 2.

The peak P3 shows the opposite behaviour as its intensity increases with increasing g . For the sample S8 the intensity of P3 dominates even over the intensity of P1.

Discussion

The [Si] in the crystal obeys the Scheil equation for complete mixing of the melt with an effective segregation coefficient of about 0.15. This value is very close to literature values of about 0.11 [10]. The peaks found in the present PL study are well known in literature. The energy of P1 is located close to the band gap of GaAs. The origin of this peak are band-band, band-acceptor and donor-acceptor transitions [5]. P2 has an energy of 1.37 eV. Hagi et al. [4] retrieved a peak at 1.33 eV to the boron-acceptor (B_{As}). Therefore peak P2 is probably due to a transition to the boron acceptor. P3 is attributed in literature to the transition from the donor Si_{Ga} to the complex acceptor $Si_{Ga}V_{Ga}$ [3, 4, 5]. The crystal examined in this study shows a similar behaviour as the samples described by Fujii et al. [2]. The intensity of the peak P1 decreases with increasing Si-concentration while the intensity of P3 increases. As the crystals examined by Fujii et al. [2] were free of boron, it can also be concluded for our crystal that the observed behaviour of P1 and P3 is caused by the varying silicon content with g . This is in agreement with Althaus et al. [5], who didn't find an influence of B on Si-related PL-peaks in annealing experiments. The peak P2 probably shows the same behaviour with g as P1. Due to the underlying noise P2 isn't visible for the sample numbers greater than S3. The opposite behaviour is observed for peak P3. It increases with increasing g . This fact suggests, that there is a strong increase of the number of the complex acceptor $Si_{Ga}V_{Ga}$.

Compensation model

In the following a simplified compensation model is presented. From the presented PL-spectra it is concluded that there are 3 major acceptors present in the crystal examined, namely Si_{As} , B_{As} and $Si_{Ga}V_{Ga}$. Besides compensation due to acceptors there are other Si-related defects (e.g. Si-pairs and Si-clusters) in Si-doped GaAs which give rise to a reduction of n . These defects become important for [Si] in the order of

$3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ [3] and are neglected in a first approach. The boron acceptor B_{As} is also excluded, as its concentration seems negligible according to [11, 12]. In order to obtain quantitative information one has to evaluate the concentration of the acceptors Si_{As} and $Si_{Ga}V_{Ga}$. As the PL is not quantitative other methods have to be applied. For the Si_{As} data has been extracted from local vibrational mode (LVM) measurements giving a ratio of $[Si_{As}]/[Si_{Ga}] \approx 1/10$ [11]. In this LVM-investigation the Si-content of the samples was not explicitly determined, but n was in the range of $(0.2...2.4) \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. In this range compensating effects due to other defects are negligible as it is shown later. Therefore $[Si_{As}]$ is calculated in dependence of $[Si]$ as: $[Si_{As}] \approx [Si]/11$. In the following it is assumed that this equality holds in a Si-doping range up to some 10^{19} cm^{-3} . For the determination of $[Si_{Ga}V_{Ga}]$ data acquired by positron annihilation spectroscopy [13, 14] and scanning tunneling microscopy [13] were used. These data are collected in Fig.4.

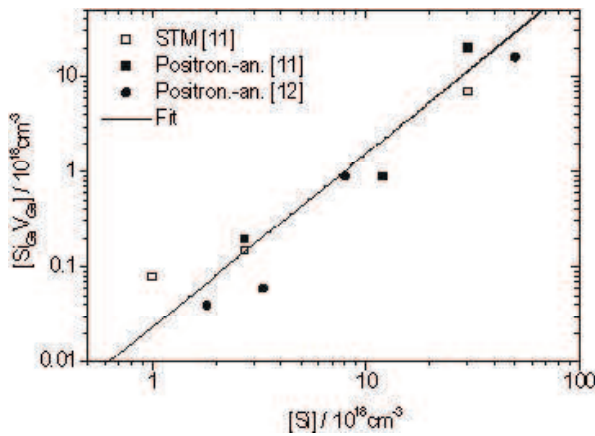


Fig. 4. $[Si_{Ga}V_{Ga}]$ -complex ($[Si_{Ga}V_{Ga}]$) versus Si-concentration ($[Si]$). The data were obtained bei scanning tunneling microscopy (STM) and positron annihilation spectroscopy.

The samples examined by Gebauer et al. were made of VGF-grown GaAs [15], i.e. their defects should be comparable to the material examined in this study. The material examined by Laine et al. [14] was MBE-grown at 627°C . Despite of the different growth method their values are close to the others. Obviously a temperature of 600°C is high enough to establish similar conditions for the occurrence of $[Si_{Ga}V_{Ga}]$. This is in accordance with annealing experiments with VGF-grown GaAs, in which an temperature of 600°C was sufficient to restore as-grown PL-behaviour of the material [5]. All data points given in Fig. 4 were fit by a power-function, resulting in: $[Si_{Ga}V_{Ga}] = 2.3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \cdot ([Si] / 10^{18} \text{ cm}^{-3})^{1.82}$. Typically the experimental uncertainty of the positron annihilation spectroscopy is about 50%, which has to be kept in mind when using the fit for the concentration of $Si_{Ga}V_{Ga}$. With the knowledge of the concentrations of Si_{As} , $Si_{Ga}V_{Ga}$ and the assumptions made above, it is possible to calculate n as a function of $[Si]$ at room temperature

$$n = [Si_{Ga}] - [Si_{As}] - 2 \cdot [Si_{Ga}V_{Ga}] \quad (\text{Eq.1})$$

with Si_{Ga} being the only donor. One has to take care for the right charge states, which are equal to $1e$ and $-1e$ for Si_{Ga} and Si_{As} respectively. The charge of $Si_{Ga}V_{Ga}$ is assumed to be $-2e$. It is discussed in more detail in [12].

As in the present model it is assumed that all silicon atoms are electrically active, the Si_{Ga} is given by:

$$[Si_{Ga}] = [Si] - [Si_{As}] - [Si_{Ga}V_{Ga}] \quad (\text{Eq.2})$$

Using the correct charge states n follows immediately from equations 1 and 2:

$$n = [Si] - 2 \cdot [Si_{As}] - 3 \cdot [Si_{Ga}V_{Ga}] \quad (\text{Eq.3})$$

Eq. 3 is plotted in Fig.5 where also the experimental data of Fig. 1 and some data of other groups for material grown at low temperature gradients are given.

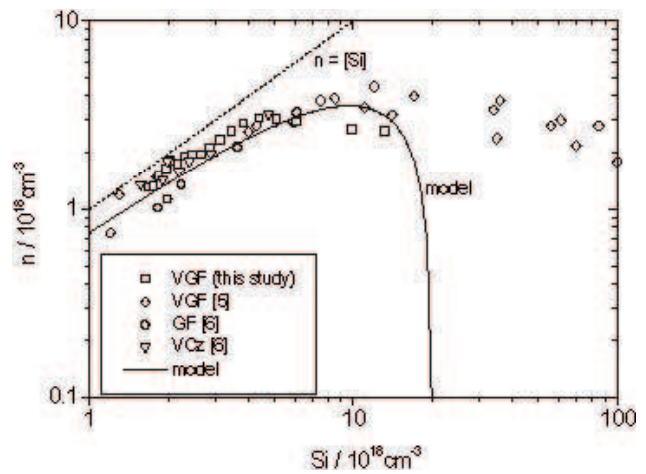


Fig. 5. Carrier concentration n versus Si-concentration ($[Si]$). The data points are obtained from material grown with different techniques. The Gradient Freeze (GF) samples are free of boron. The straight line is the modelled relationship explained in the text.

Also the curve $n=[Si]$, describing uncompensated material is shown. All experimental data are found to give approximately the same $[Si]$ - n -relationship, although there is some scattering by a factor 1.5, especially for $[Si] > 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. This fact could be explained by different growth techniques, processes, boron content and different background impurities. It is recognised that the compensation model developed above, describes the experimental data correctly up to $[Si] = 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. For higher Si-concentrations the number of $[Si_{Ga}V_{Ga}]$ is obviously overestimated by the model. The latter discrepancy is attributed to defects like Si-pairs and -clusters, which are not included into the model, but occur in this doping range. These electrically neutral defects are reducing the substitutional Si-concentration which might result in a saturation of the donor and acceptor concentrations despite increasing $[Si]$.

Conclusion

PL was used to identify acceptors present in Si-doped VGF-grown GaAs. It is shown that a compensation model that

takes into account the acceptors Si_{As} and $\text{Si}_{\text{Ga}}\text{V}_{\text{Ga}}$ and the donor Si_{Ga} is able to correctly describe the $[\text{Si}]$ - n -relationship for $[\text{Si}] < 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ at room temperature.

Acknowledgements

The authors acknowledge the support of D. Jockel, ZfW Göttingen for providing Hall-data. The authors would also like to thank the Freiberger Compound Materials (FCM), especially B. Weinert, U. Kretzer and S. Eichler for GaAs, technical support, experimental data and helpful discussions.

This work was financially supported by the the German Bundesministerium für Forschung, Bildung und Technologie (BMBF) under contract number 13N7230/6 (novalas).

References

- [1] D.T.J. Hurle, J. Appl. Phys. 85 (10) (1999) 6957.
- [2] K. Fujii, Y. Okada, F. Orito, J. Appl. Phys. 73 (1) (1993) 88.
- [3] M. Suezawa, A. Kasuya, Y. Nishina, K. Sumino, J. Appl. Phys. 69 (3) (1991) 1618.
- [4] Y. Hagi, S. Kawarabayashi, T. Inoue, R. Nakai, J. Kohno, T. Kawase, M. Tatsumi, Proc. 9th Conf. on Semiconducting and Semi-Insulating Materials, Toulouse 1996, (IEEE; 1996) 275.
- [5] M. Althaus, Berichte des Forschungszentrums Jülich, Jül-3252 (1996).
- [6] K. Hashio, S. Sawada, M. Tatsumi, K. Fujita, S. Akai, J. Crystal Growth 173 (1997) 33.
- [7] M. Rasp, B. Birkmann, G. Müller, J. Crystal Growth 222 (2001) 88.
- [8] J. Amon, P. Berwian, G. Müller, J. Crystal Growth 198/199 (1999) 361.
- [9] B. Wiedemann, J. D. Meyer, D. Jockel, H. C. Freyhardt, B. Birkmann, G. Müller, Fresenius J. Anal. Chem. 370 (2001) 541.
- [10] A. Flat, J. Crystal Growth 109 (1991) 224.
- [11] C. Hannig, G. Schwichtenberg, E. Buhrig, G. Gärtner, Mater. Sci. Eng. B66 (1999) 97.
- [12] U. Kretzer to be published.
- [13] J. Gebauer, R. Krause-Rehberg, C. Domke, Ph. Ebert, K. Urban, Phys. Rev. Lett. 78 (17) (1997) 3334.
- [14] T. Laine, K. Saarinen, J. Mäkinen, P. Hautojärvi, C. Corbel, Phys. Rev. B 54 (16) (1996) 11050.
- [15] R. Krause-Rehberg, private communication (2001).

Erzeugung einer α - Si_3N_4 Oberflächenschicht durch Ionenimplantation

E. Theodossiu¹, H. Baumann¹, K. Bethge¹, W. Matz², A. Mücklich²

¹Institut für Kernphysik, J. W. Goethe-Universität, August-Euler-Str. 6, 60486 Frankfurt am Main

²Institut für Ionenstrahlphysik und Materialforschung, Forschungszentrum Rossendorf, 01314 Dresden

In einer früheren Untersuchung wurde gezeigt, dass sich eine dünne β -SiC Oberflächenschicht bildet, wenn C-implantiertes Silicium im Hochvakuum getempert wird [1]. Die Frage wurde nun untersucht, ob sich auf gleiche Weise auch eine α - Si_3N_4 Oberflächenschicht erzeugen lässt. 60keV ^{15}N -Ionen wurden in $\langle 100 \rangle$ Si-Wafermaterial mit einer Fluenz von $5.6 \cdot 10^{17}$ Ionen/cm² implantiert. Mit dieser Fluenz wird im Maximum der N-Konzentrationsstiefenverteilung das stöchiometrische Verhältnis $\text{N/Si} = 1.75$ von Si_3N_4 erreicht. Die N-implantierten Si-Proben wurden nachfolgend bei 3 verschiedenen Temperaturen (1200°C, 1235°C und 1295°C) für 15 Minuten im Hochvakuum thermisch behandelt. Die ^{15}N -Tiefenverteilungen wurden aus den Daten der Kernreaktionsanalyse mit der resonanten Reaktion $^{15}\text{N}(p,\alpha\gamma)^{12}\text{C}$ ($E_{\text{Res}}=429\text{keV}$) bestimmt.

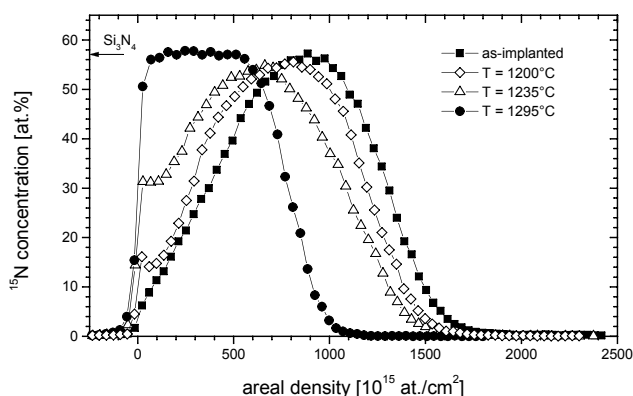


Abb. 1: ^{15}N -Tiefenverteilungen von N-implantierten Si-Proben nach isochroner (15min) Temperung bei verschiedenen Temperaturen.

Abbildung 1 zeigt die ^{15}N -Tiefenverteilung der Proben im implantierten Zustand und nach der Temperung. Eine scheinbare Wanderung des Stickstoffs zur Oberfläche wird bei 1200°C sichtbar; bei 1235°C verstärkt sich dieser Prozess deutlich. Dieser führt bei 1295°C zur Bildung eines kastenförmigen Tiefenprofils, das in der Form typisch ist für das einer Oberflächenschicht, mit einer N-Konzentration von 57At.%, dem N-Anteil von Si_3N_4 . Legt man die Dichte von α - Si_3N_4 (3.18g/cm^3) zugrunde, so erstreckt sich diese Schicht von der Probenoberfläche bis in eine Tiefe von 86nm. Die Veränderung des ^{15}N -Tiefenprofils durch die thermische Behandlung ist nicht das Ergebnis eines Diffusionsprozesses. Die Umverteilung des Stickstoffs bezogen auf die Probenoberfläche wird durch den Prozess der „aktiven“ Oxidation verursacht, bei dem nicht an N-Atome gebundene Si-Atome (überschüssiges Silicium) mit Sauerstoff oder Siliciumdioxid zu flüchtigem Siliciummonoxid reagieren [2,3]. Die thermische Behandlung bewirkt neben der N-Umverteilung auch eine Transformation des amorphen

Zustandes mit ungeordneten Si-N-Bindungen in einen kristallinen Zustand.

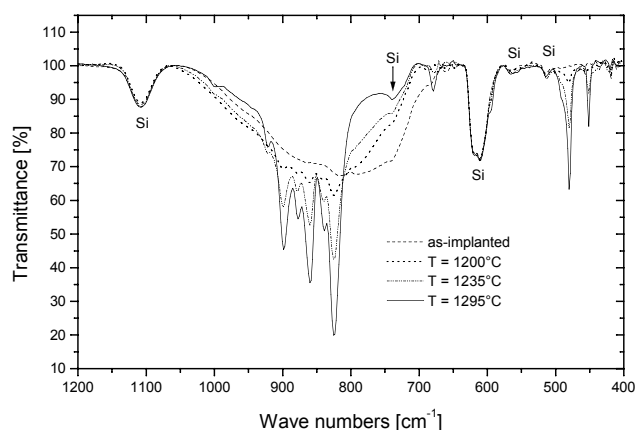


Abb. 2: FT-IR-Spektren der N-implantierten Si-Proben aus Abbildung 1.

Das IR-Absorptionsspektrum in Abbildung 2 zeigt die Entwicklung einer Bandenstruktur mit ausgeprägten, scharfen IR-Banden, die dem α - Si_3N_4 zuzuordnen sind. Dies wird bestätigt durch die Bragg-Reflexe im XRD-Spektrum der bei 1295°C getemperten Probe in Abbildung 3, die identisch sind mit denen von α - Si_3N_4 [4].

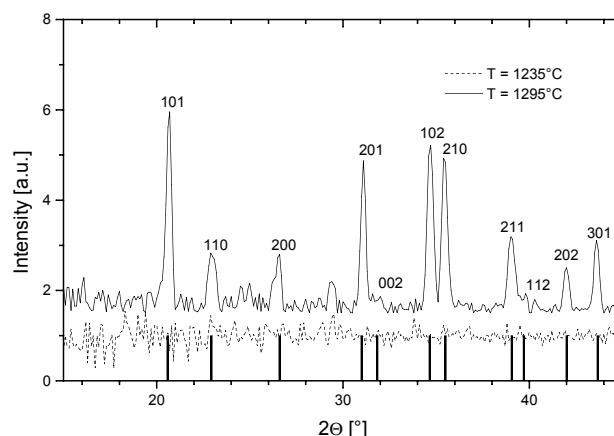


Abb. 3: Bragg-Reflexe der N-implantierten Si-Proben aus Abbildung 1. Die Balken zeigen die Peak-Positionen von α - Si_3N_4 an.

Die Bildung einer polykristallinen $\alpha\text{-Si}_3\text{N}_4$ Oberflächenschicht mit einer Dicke von 90nm zeigt die TEM-Aufnahme in Abbildung 4a. Die Dicke stimmt sehr gut mit dem aus dem Tiefenprofil in Abbildung 1 berechneten Wert überein.

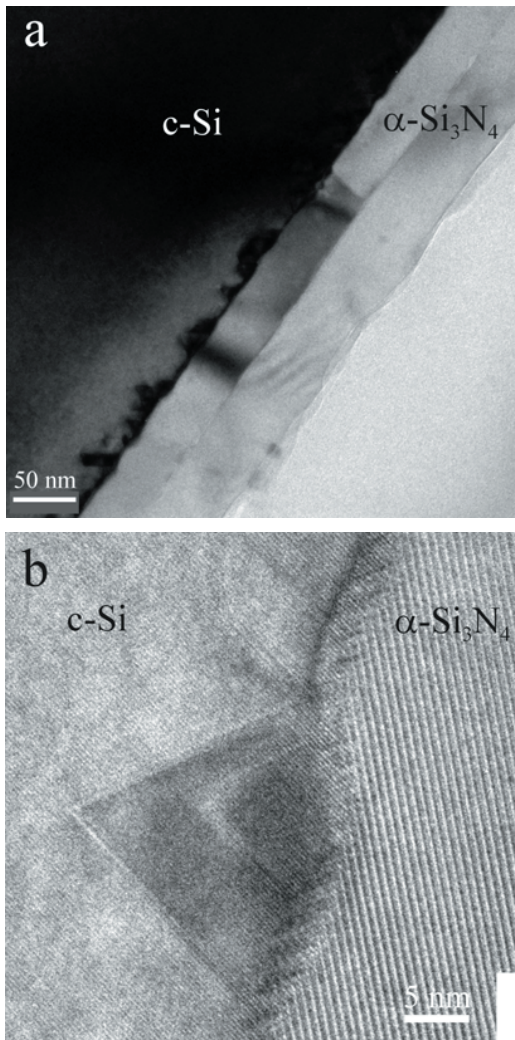


Abb. 4: (a) TEM-Bild der bei 1295°C (15min) getemperten Probe aus Abbildung 1. Die Abbildung zeigt die $\alpha\text{-Si}_3\text{N}_4$ Oberflächenschicht. (b) HRTEM-Bild des Grenzbereiches Si / $\alpha\text{-Si}_3\text{N}_4$.

Die Oberflächenschicht besteht aus zwei Teilschichten mit einer Dicke von 40nm bzw. 50nm. Die Teilschichten werden jeweils aus großen $\alpha\text{-Si}_3\text{N}_4$ Körnern gebildet, die eine laterale Ausdehnung von bis zu 500nm haben und eine Dicke, die der Dicke der Teilschicht entspricht. Das HRTEM-Bild in Abbildung 4b zeigt eine Vergrößerung des c-Si / $\alpha\text{-Si}_3\text{N}_4$ Grenzbereiches. Die sichtbaren Gitterebenen in der Oberflächenschicht haben einen Abstand von 0.669nm voneinander, der dem der $\langle 100 \rangle$ Ebenen in $\alpha\text{-Si}_3\text{N}_4$ entspricht. Die dreieckige Erscheinung im kristallinen Silicium ist eine Spannungsentlastungszone.

Referenzen:

- [1] E. Theodossiu, Dissertation, Universität Frankfurt (2000).
- [2] C. Wagner, J. Appl. Phys. 29 (1958) 1295.
- [3] F. W. Smith, G. Ghidini, J. Electrochem. Soc. 129 (1982) 1300.
- [4] Powder diffraction file pdf-2, card 40-1129, sets 1-49, Int. Centre for Diffraction Data, Newton Square, PA 19073-3273, USA (1999).

Untersuchung zur Phasenbildung im C-N-System mittels Ionenimplantation

M. Rudolphi, H. Baumann, K. Bethge

Auf der Suche nach stabilen Phasen im System Kohlenstoff-Stickstoff wurden Ionenimplantationen von Stickstoff in Glaskohlenstoff durchgeführt.

Die Konzentrationstiefenverteilung der implantierten Stickstoff-Ionen (^{15}N) und die maximale ^{15}N -Konzentration im implantierten Bereich sind dabei nicht allein von der Ionenenergie und der ^{15}N -Fluenz abhängig, sondern werden auch von der Proben temperatur während der Implantation beeinflusst. Ist die Probe während der Implantation auf einem ungekühlten Probenhalter befestigt, so kann sich je nach gewählter Ionenstromdichte und Ionenenergie die Probe weit über Raumtemperatur aufheizen (mehrere 100°C). Dies kann zu einer Ausdiffusion flüchtiger Elemente wie z.B. Stickstoff führen.

Ohne Probenkühlung erhält man bei einer Implantation von $40\text{keV } ^{15}\text{N}^+$ -Ionen in Glaskohlenstoff (GK) bei einer Fluenz von $5 \cdot 10^{17}$ Ionen/ cm^2 ein ^{15}N -Tiefenprofil in Form einer Sättigungsverteilung mit einer maximalen ^{15}N -Konzentration von etwa 25At.%, die bis an die Probenoberfläche reicht [1]. Eine Erhöhung der ^{15}N -Fluenz hat keine Veränderung der Tiefenverteilung und der maximalen ^{15}N -Konzentration mehr zur Folge.

Wird die Probe während der Implantation auf $+2^\circ\text{C}$ gekühlt (hierzu wurde ein neu entwickelter, kühler Probenhalter verwendet [2]), so erreicht man bereits bei einer ^{15}N -Fluenz von $3 \cdot 10^{17}$ Ionen/ cm^2 eine maximale ^{15}N -Konzentration von etwa 33At.% die über einen großen Tiefenbereich nahezu konstant ist.

Zum Vergleich wurde ^{22}Ne mit einer Energie von 50keV implantiert, das unter Normalbedingungen ebenfalls flüchtig ist, jedoch keine Verbindung mit dem Kohlenstoff eingeht. Die Ionenenergie wurde so gewählt, dass die $^{22}\text{Ne}^+$ -Ionen die gleiche projizierte Reichweite in Glaskohlenstoff wie die $40\text{keV } ^{15}\text{N}^+$ -Ionen haben. Die Fluenz betrug wie im Fall der ^{15}N -Implantation $3 \cdot 10^{17}$ Ionen/ cm^2 .

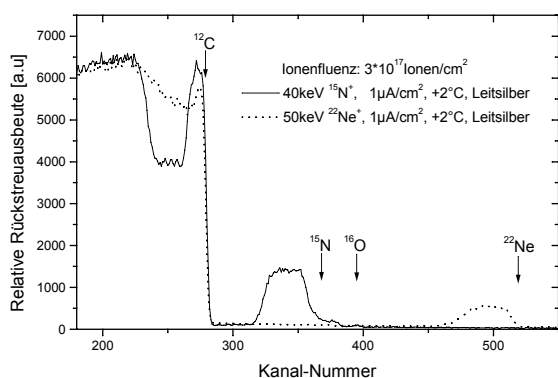


Abb. 1: n-RBS-Spektrum der ^{15}N -implantierten GK-Probe im Vergleich mit der ^{22}Ne -implantierten GK-Probe. Die Pfeile kennzeichnen die Energie (Kanalnummer) der an den Oberflächenatomen rückgestreuten ^4He -Projekte.

In Abbildung 1 ist das non-Rutherford-Rückstreuenspektrum (n-RBS) der ^{22}Ne -implantierten Probe im Vergleich mit dem

der ^{15}N -implantierten Probe dargestellt. Die beiden Proben wurden mit einem $3.5\text{MeV } ^4\text{He}^+$ -Strahl analysiert; die rückgestreuten Projektile wurden unter einem Winkel von 171° nachgewiesen. Die mit ^{15}N implantierte Probe zeigt eine vergrabene, kastenförmige Tiefenverteilung des Stickstoffs, die nicht bis an die Oberfläche heranreicht. Die Verteilung des ^{22}Ne reicht dagegen bis an die Oberfläche und weist eine Sättigungsverteilung auf. Besonders deutlich ist dies auch an den Vertiefungen im Kohlenstoff-Signal zu erkennen. Die Steilheit der „Wände“ der kastenförmigen ^{15}N -Verteilung verdeutlicht, dass sich eine vergrabene Schicht mit konstanter ^{15}N -Konzentration gebildet hat. Die ^{22}Ne -Dosis beträgt im Vergleich zur ^{15}N -Dosis nur die Hälfte der Fluenz; dies bedeutet, dass bereits während der Implantation ^{22}Ne -Atome aus der Probe ausdiffundiert sind.

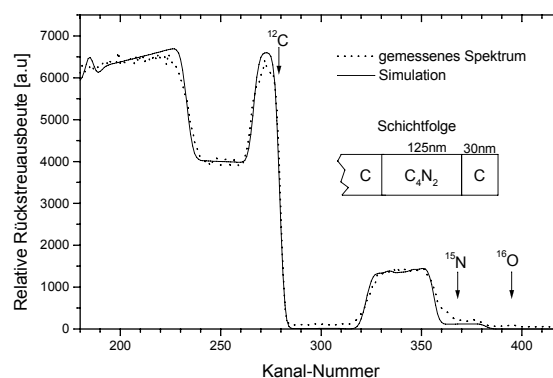


Abb. 2: Simulation des n-RBS-Spektrums der ^{15}N -implantierten GK-Probe aus Abbildung 1.

Das n-RBS-Spektrum der ^{15}N -implantierten Probe wurde mit dem Computercode RUMP [3] ausgewertet. Die Simulation des gemessenen n-RBS-Spektrums ist in Abbildung 2 zusammen mit der Schichtfolge dargestellt, die der Simulation zugrunde liegt. Das kastenförmige Tiefenprofil der implantierten Schicht weist eine ^{15}N -Konzentration von 33At.% auf, die z.B. durch die Stöchiometrie C_4N_2 gegeben ist.

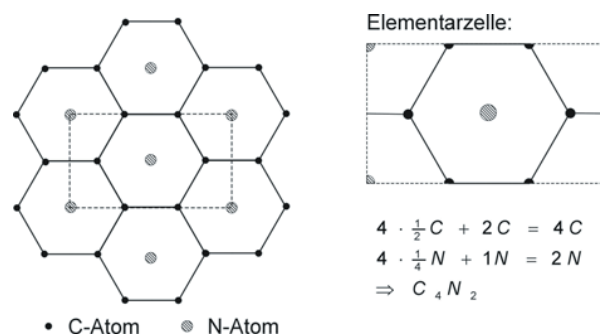


Abb. 3: Schema der Gitterstruktur und der Elementarzelle der C_4N_2 -Phase nach Bross [4].

Diese Stöchiometrie erreicht man nach einem Vorschlag von H. Bross [4] durch Einfügen eines Stickstoff-Atoms in die Mitte des Kohlenstoff-Sechseck-Rings der Graphit-Struktur, wie in Abbildung 3 dargestellt ist. Eine selbstkonsistente Berechnung der Gesamtenergie ergibt eine Aufweitung des Sechseck-Ringes und des Abstandes der Gitterebenen. Das Volumen der Elementarzelle erhöht sich dadurch um 60% (von 231.8 auf 370.3 Bohr³, 1 Bohr=0.0529 nm).

Liegt in der vergrabenen Schicht die von H. Bross angegebene C₄N₂-Phase vor, so besteht die Möglichkeit, dass sich durch die Aufweitung der Gitterstruktur die Beweglichkeit für kleine, nicht gebundene Atome erhöht, und sich darüber hinaus Potentialsenken bilden, in denen insbesondere Protonen eingefangen werden.

In Abbildung 4 sind zwei H-Tiefenprofile der mit $3 \cdot 10^{17}$ ¹⁵N-Ionen/cm² implantierten Glaskohlenstoff-Probe zusammen mit dem ¹⁵N-Tiefenprofil der Probe zu sehen. Der Wasserstoff-Peak an der Oberfläche rührt von absorbiertem H₂O her. Die H-Konzentration sinkt im oberflächennahen Bereich zunächst auf 1.5 bis 2 At.% ab und steigt mit zunehmender Tiefe wieder an, bis sie einen annähernd konstanten Wert erreicht. Erst in einer Tiefe von etwa $12 \cdot 10^{17}$ At./cm² nimmt die H-Konzentration wieder auf 0.2 – 0.3 At.% ab; eine Konzentration, die bereits im unimplantierten Glaskohlenstoff vorhanden ist.

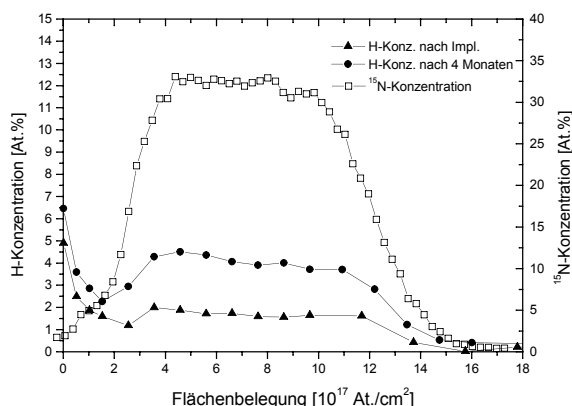


Abb. 4: H-Tiefenprofile in der mit ¹⁵N-Ionen implantierten GK-Probe in Abhängigkeit von der Lagerdauer an Luft. Das ¹⁵N-Tiefenprofil der Probe ist ebenfalls aufgetragen.

Der Vergleich mit dem ¹⁵N-Tiefenprofil zeigt, dass die H-Ansammlung nur im implantierten Bereich erfolgt und ebenso kastenförmig ist, wie die ¹⁵N-Verteilung. Die H-Tiefenverteilung dekoriert die ¹⁵N-Tiefenverteilung, was auf eine Phasenbildung hindeutet. Die Höhe des Plateaus in der H-Tiefenverteilung nimmt mit der Lagerdauer an Luft zu. Der Wasserstoff muss jedoch nicht zwangsläufig durch die Oberfläche in die implantierte Schicht gelangen, da im Glaskohlenstoff mit seinem Wasserstoffgehalt von 0.2 – 0.3 At.% ebenfalls ein Wasserstoff-Reservoir vorhanden ist.

Abbildung 5 zeigt eine REM-Aufnahme der Oberfläche der ¹⁵N- bzw. der ²²Ne-implantierten Probe. Die mit Stickstoff implantierte Probe (Abb. 4a) zeigt eine glatte Oberfläche ohne jegliche Struktur. Es sind keine Poren zu erkennen, durch die der Wasserstoff von außen in die Probe gelangt sein könnte. Die Oberfläche der mit Neon implantierten Probe weist dagegen deutliche Poren und Blasen auf. Trotzdem

findet man im ²²Ne-implantierten Bereich keine H-Konzentration, die über dem H-Gehalt der unimplantierten Glaskohlenstoff-Probe liegt.

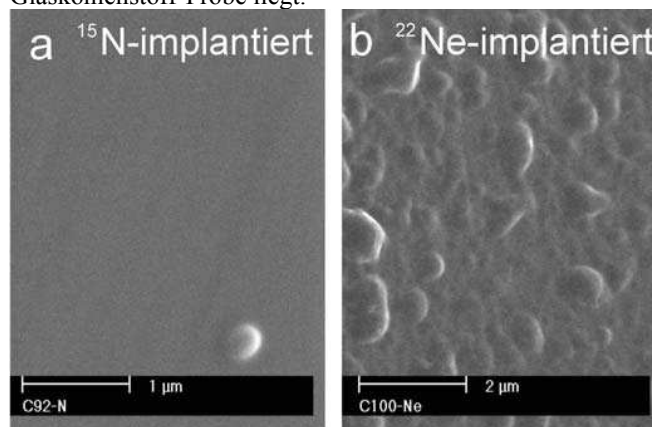


Abb. 5: REM-Aufnahmen der Oberfläche von GK-Proben, implantiert mit 40keV ¹⁵N-Ionen (a) bzw. 50keV ²²Ne-Ionen (b). Implantationsparameter: Fluenz $3 \cdot 10^{17}$ Ionen/cm², Ionenstromdichte 1 µA/cm², Probentemperatur +2°C.

Ein weiteres Indiz für eine Phasenbildung in der ¹⁵N-implantierten Probe ist die Tatsache, dass der Wasserstoff erst dann in erhöhter Konzentration im implantierten Bereich zu finden ist, wenn die Stickstoff-Konzentration den Wert von 33 At.% erreicht. Bei einer Probe, die mit einer nur um $5 \cdot 10^{16}$ Ionen/cm² geringeren ¹⁵N-Fluenz implantiert wurde, konnte keine Wasserstoff-Akkumulation im implantierten Bereich beobachtet werden.

Referenzen:

- [1] F. Link, H. Baumann, A. Markwitz, E. F. Krimmel, K. Bethge, Nucl. Instr. Meth. B 113 (1996) 235.
- [2] M. Rudolphi, H. Baumann, K. Bethge, IKF-Jahresbericht IKF-62 (2001).
- [3] L. R. Doolittle, Nucl. Instr. Meth. B 15 (1986) 227.
- [4] H. Bross, Private Mitteilung, Universität München, Theoretische Physik.

Nachweis des Fluor-Mikrolegierungseffektes bei der Oxidation von TiAl nach Ionenimplantation*

H.-E. Zschau¹, M. Schütze¹, H. Baumann² und K. Bethge²

¹DECHEMA e. V., Karl-Winnacker-Institut, Theodor-Heuss-Allee 25, 60486 Frankfurt am Main

²Institut für Kernphysik der J. W. Goethe-Universität, August Euler-Str. 6, 60486 Frankfurt am Main

Der Werkstoff TiAl gewinnt auf Grund seines relativ geringen spezifischen Gewichts und seiner mechanischen Eigenschaften besonders im Turbinenbau zunehmend an Bedeutung. Die bei Betriebstemperaturen oberhalb von 750°C stark zunehmende Hochtemperaturkorrosion begrenzt jedoch seine Einsatzdauer. Nach Zugabe geringer Mengen von Fluor in den oberflächennahen Bereich von TiAl wurde in ersten Versuchen mit verdünnter Flußsäure (HF) eine oxidationshemmende Wirkung beobachtet. Ein kontrolliertes Herbeiführen dieses als „Fluor-Mikrolegierungseffekt“ oder „positiver Fluoreffekt“ bezeichneten Phänomens würde die Oxidationsbeständigkeit von TiAl bei den erforderlichen Betriebstemperaturen entscheidend verbessern.

Der Fluor-Mikrolegierungseffekt wird erklärt durch die thermodynamischen Verhältnisse an der Grenzfläche Metall/Oxid. Hier kann sich unter bestimmten thermodynamischen Bedingungen an der Metallrandzone vorwiegend AlF bilden. Dieses flüchtige Metallfluorid kann bei Erreichen eines Partialdruckes von 10^{-5} bar signifikante Mengen von Al über die Gasphase transportieren. Beim Ansteigen des Sauerstoffpartialdrucks an der Phasengrenze Metall/Oxid zerfällt das AlF. Es bildet sich festes Al_2O_3 , während das freiwerdende Fluor wieder an der Metallrandzone zur Bildung von AlF bereitsteht, wodurch sich ein Transportkreislauf herausbilden kann. Wichtig ist, dass das AlF sehr viel flüchtiger ist als das flüchtigste Titanfluorid. Nur so kann ein selektiver Al-Transport stattfinden und festes Al_2O_3 gebildet werden, welches nur eine langsame Oxidationskinetik besitzt. Thermodynamische Berechnungen zeigen, dass ein selektiver und deutlicher Al-Transport nur bei einem Fluor-Partialdruck von ca. 10^{-5} bar bis 10^{-3} bar möglich ist. Dies entspricht einer F-Teilchendichte von ca. 10^{14} bis 10^{16} At./cm³.

Das Vorhaben soll den zugrunde liegenden Mechanismus aufklären und somit auch Perspektiven für eine mögliche technische Anwendung aufzeigen. Das Projekt wird durch die DFG gefördert.

Die Untersuchungen werden am Karl-Winnacker-Institut (KWI) der DECHEMA e.V. in interdisziplinärer Zusammenarbeit mit dem Institut für Kernphysik (IKF) der Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main durchgeführt. Bisher konnte ein positiver Fluoreffekt am oxidierten TiAl nach Behandlung mit verdünnter Flußsäure nachgewiesen werden. Erste Ergebnisse wurden in [1] veröffentlicht.

Als Ausgangsmaterial dient gegossenes γ -TiAl (50%Al, 50%Ti) mit einem Reinheitsgrad von 99.8%. Die Proben mit

den Abmessungen (8 x 8 x 1) mm³ werden mit SiC 4000 grit poliert. Die Implantation von jeweils einer Probenseite wurde am 60 kV Implanter des IKF mit Fluor-Fluenzen zwischen $1 \cdot 10^{15}$ und $5 \cdot 10^{17}$ Ionen/cm² ausgeführt. Die Ionenenergie betrug dabei 20 keV, was einer Reichweite von 34 nm in TiAl entspricht. Die anschließende Oxidation der Proben erfolgte einheitlich bei 12h/900°C/Luft.

Die oxidierten Proben wurden mit metallografischen Verfahren, am REM und mit den kernphysikalischen Verfahren RBS und PIGE untersucht.

Ein positiver Fluoreffekt zeigte sich an den Proben mit den Fluenzen von 0,5, 1 und $5 \cdot 10^{17}$ F-Ionen/cm². Er wird charakterisiert durch die Bildung einer dünnen Aluminiumoxidschicht auf der Probenoberfläche (Abb. 1).

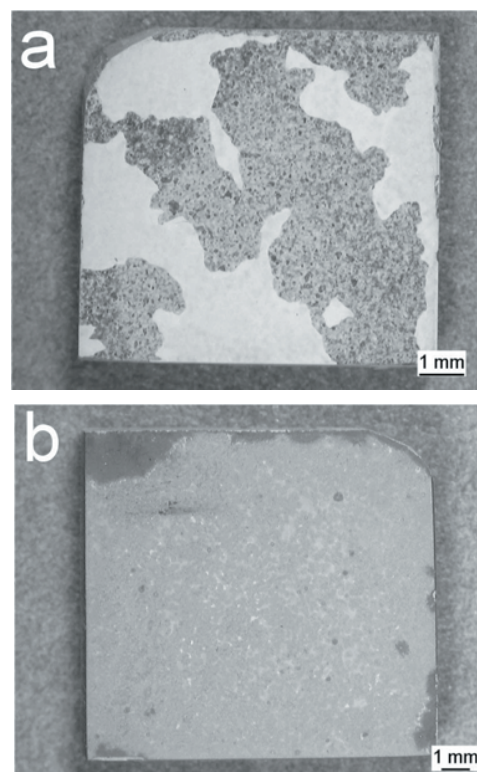


Abb 1: Stereomikroskopische Aufnahme der unimplantierten Seite (a) und der mit Fluor implantierten Seite (b) einer implantierten Probe (HZ11c) nach der thermischen Behandlung. Die unimplantierte Oberfläche zeigt eine teilweise abgeplatzte TiO_2 -Deckschicht (weiß) und die darunter zum Vorschein kommende Mischoxidschicht TiO_2 / Al_2O_3 (marmoriert). Die implantierte Oberfläche zeigt Al_2O_3 .

* gefördert durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG)

So zeigt das RBS-Spektrum in Abb. 2 ein Gebiet mit signifikanter Ti-Verarmung an der Oberfläche. Dies korreliert mit einer Al-Anreicherung.

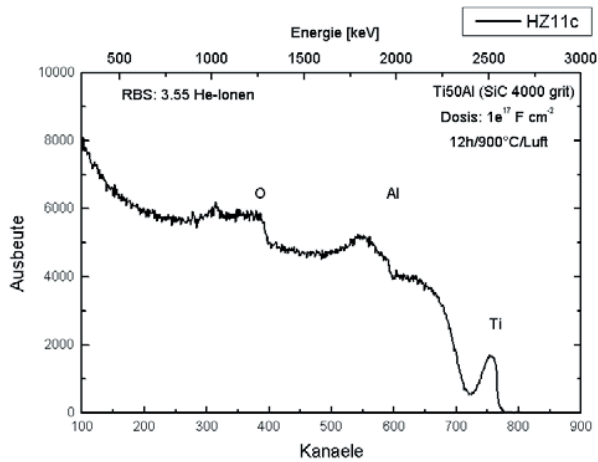


Abb. 2: RBS-Spektrum der oxidierten TiAl-Probe.

Die mittels Computersimulation (Programmpaket RUMP) erhaltenen Tiefenprofile von Ti, Al und O sind in Abb. 3 dargestellt.

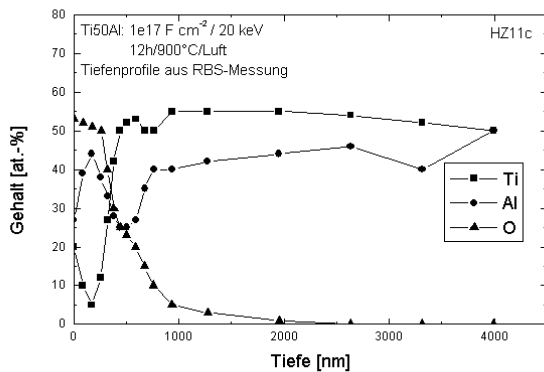


Abb. 3: Mittels RBS bestimmte Tiefenprofile von Ti, Al und O.

Die niedrige Ti-Konzentration innerhalb der ersten 400 nm ist auf die gebildete dünne Aluminiumoxidschicht zurückzuführen. Dabei stimmen die Lage des Ti-Minimums und des Al-Maximums bei etwa 200 nm gut überein. Das mit PIGE (Kernreaktion $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ bei der Resonanz 340 keV) bestimmte Tiefenprofil in Abb. 4 zeigt ein F-Maximum mit Gehalten bis 35.000 ppm in einer Tiefe von 400 bis 500 nm.

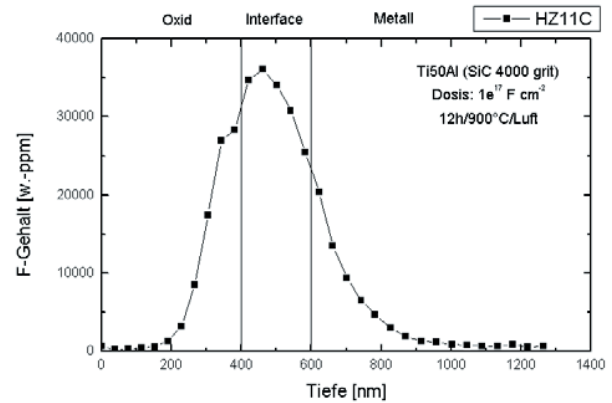


Abb. 4: F-Tiefenprofil an der oxidierten TiAl-Probe

Damit findet sich eine signifikante F-Anreicherung im Gebiet der Metallrandzone. Die Ergebnisse bestätigen die thermodynamischen Überlegungen des selektiven Al-Transports durch das Fluor. Jedoch wird eine deutlich höhere F-Konzentration benötigt als ursprünglich erwartet. Die erhaltenen Ergebnisse dienen als Grundlage für eine Langzeitoxidation (650h, 900°C, Luft) an einer allseitig F-implantierten Probe ($1 \cdot 10^{17}$ F-Ionen/cm², 40 keV).

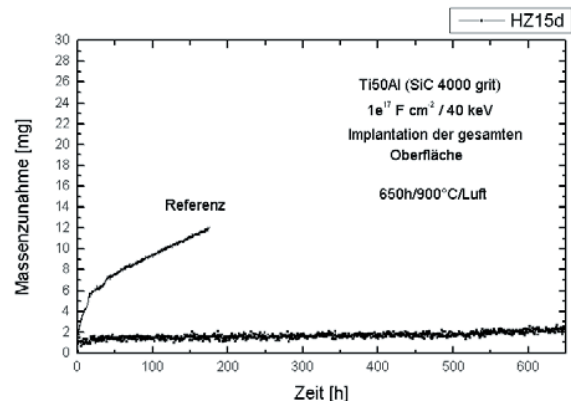


Abb. 5: TGA-Kurve einer mit Fluor implantierten TiAl-Probe ($1 \cdot 10^{17}$ Ionen/cm², 40keV).

Mittels thermogravimetrischer Analyse (TGA) wurde dabei die Massenzunahme bestimmt. Die in Abb. 5 dargestellte TGA-Kurve zeigt eine drastisch verlangsamte Oxidation verglichen mit der unbehandelten Probe.

Referenzen:

[1] H.-E. Zschau, V. Gauthier, G. Schumacher, F. Dettenwanger, M. Schütze, H. Baumann, K. Bethge und M. Graham. Eingereicht bei „Oxidation of Metals“.

Oberflächenmodifizierung induziert durch parallelbetriebenen MSE Entladungen*

C. Penache¹, S. Datta², A. Bräuning-Demian^{1,3}, O. Hohn¹, S. Schöbller¹, T. Jahnke¹,
H. Schmidt-Böcking¹

¹ Institut für Kernphysik der J.W.Goethe-Universität, 60486 Frankfurt am Main, Germany

² The Procter & Gamble Company, West Chester, Ohio 45069, USA

³ Gesellschaft für Schwerionenforschung, 64289 Darmstadt, Germany

Die Erzeugung einer selbständigen Gasentladung bei Atmosphärendruck mit einem niedrigen Energieverbrauch würde einen wichtigen Fortschritt bezüglich industrieller Anwendungen der Plasmatechnologie bedeuten. Oberflächenbearbeitung, wie Aktivierung oder Veredelung, neuartige Lichtquellen, Schadstoffreinigung sind nur einige Anwendungsgebiete [1], bei denen die Mikroentladungen bei Hochdruck eingesetzt werden können. In vielen Anwendungen sind die im Plasma erzeugten freien Radikale und angeregten Atome wichtiger als die Elektronen und Ionen selbst. Aufgrund der hohen Dichte und der extrem schnellen Chemie der freien Radikale bei Hochdruck können große chemische Aufbau- und Abbauraten erreicht werden. Zudem ist eine sehr schnelle Behandlung von Oberflächen möglich. Die Reaktivität der Entladung wurde bezüglich Oberflächenmodifizierung und Gasreinigung untersucht. Sowohl Aufbau- als auch Abbauprozessen wurden mittels MSE-unterstützten Entladung beobachtet [2]. In Bezug auf Oberflächenmodifizierung wurden Kunststoff-Substrate, zur Erhöhung der Benetzbarkeit, in einem Ar/Luft Plasma behandelt. In den Experimenten wurden MSE-Folien mit bis zu 200 Poren, entsprechend eine aktiven Fläche von bis zu 50x50 mm², verwendet. Der Abstand von Lochmitte zu Lochmitte (pitch) betrug 3 mm und der Lochdurchmesser betrug typischerweise 300µm. Die Mikroentladungen wurden ohne elektrische Entkopplung bei einem gesamten Strom von 10 bis 20 mA parallel betrieben.



Abbildung 1. Versuchsaufbau für Oberflächenmodifizierung.

Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 1 schematisch dargestellt. Verschiedene Polymer-Folien (Polyethylen PE, Polypropylen PP) wurden mittels der MSE-unterstützten Entladung aktiviert. Die unbehandelten Folien sind hydrophob mit einem Wasser-Randwinkel von ca. 100 Grad. Eine dauerhafte Hydrophilisierung der Folien wurde erreicht, mit einem Wasser-Randwinkel von ca. 40 Grad, entsprechend eine höhere Oberflächenenergie.

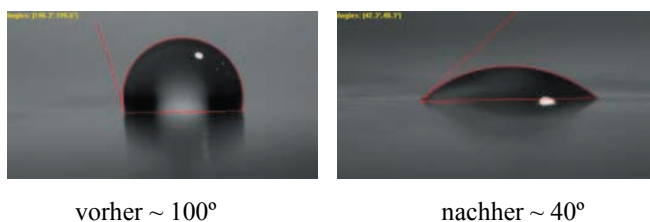


Abbildung 2 Wassertropf auf eine unbehandelte und auf eine behandelte PP-Oberfläche.

Ein typisches Beispiel ist in Abbildung 2 dargestellt. Die Effizienz der Behandlung steigt sowohl mit steigendem Entladungsstrom und Behandlungszeit als auch mit sinkendem Abstand. Bei kleinen Abständen MSE-Substrat ist eine lokale, Aktivierung der Folie möglich.

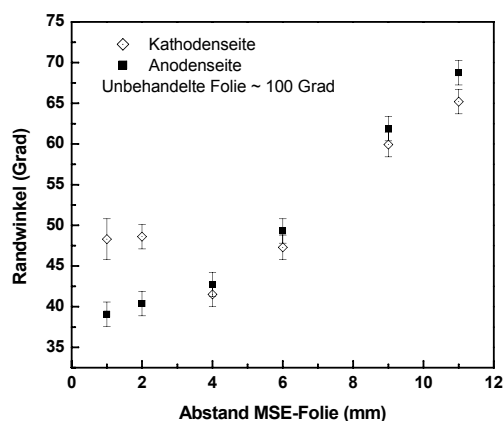


Abbildung 3. Randwinkel als Funktion von Abstand MSE-Folie bei konstanter Behandlungszeit.

Eine Aktivierung findet in der Regel durch chemischen und physikalischen Prozesse statt. Mittels XPS (X-Ray Photoelectron Spectroscopy) wurde festgestellt, dass chemisch reaktiven Gruppen, sogenannten funktionellen Gruppen, wurden durch Plasmabehandlung an der Oberfläche festgebunden. Um die Rauigkeit der Polymeroberfläche zu untersuchen, wurde optische Profilometrie verwendet. Es konnte gezeigt werden, dass physikalische Prozesse wie Sputtering und Ablation durch Ionen, metastabile Atome und UV-Photonen stattfinden. Eine detaillierte Analyse wurde in [2] durchgeführt.

Die bisher erzielten Ergebnisse bezüglich Oberflächenbehandlung von Kunststofffolien sind so vielversprechend, dass eine weitere Optimierung des Verfahrens erstrebenswert ist.

*Gefördert von: BMBF, VDI, Bundesstiftung Umwelt und Land Hessen.

References:

- [1] J. Reece Roth, "Industrial plasma engineering: Applications to nonthermal plasma processing", IOP Publishing, Bristol (2001).
- [2] C. Penache et al., IKF Jahresbericht (2001).
- [3] C. Penache et al., Proc. HAKONE VIII, (2002).

Absorptionsspektroskopie an einer Mikroentladung zur Bestimmung von Plasmaparametern*

C. Penache¹, M. Miclea², A. Bräuning-Demian^{1,3}, O. Hohn¹, S. Schöbeler¹, T. Jahnke¹,
H. Schmidt-Böcking¹

¹ Institut für Kernphysik der J.W.Goethe-Universität, 60486 Frankfurt am Main, Germany

² Institut für Spektrochemie und angewandte Spektroskopie, 44139 Dortmund, Germany

³ Gesellschaft für Schwerionenforschung, 64289 Darmstadt, Germany

Die Anwendung der Laserdioden-unterstützten Absorptionsspektroskopie [1] für die Untersuchung der MSE initiierte Entladung ist ein sehr innovativer Ansatz. Zwar gehört diese Methode zu den Standardverfahren der Plasmadiagnose für Niederdruck Gasentladungen, sie wird aber im Hochdruckbereich nur selten benutzt. Weiterhin ist die Anwendung dieses Verfahrens an Entladungen mit Abmessungen im Submillimeter-Bereich nicht trivial. Probleme sind hierbei die sehr kurze Absorptionslänge, Beugungseffekte an der Mikrostruktur und mögliche Linseneffekte aufgrund der hohen Gastemperatur in der Entladungszone. Die hohe Dichte der angeregten Atome in der Mikroentladung ermöglichte es, diese Technik zu benutzen, trotz der sehr kleinen Absorptionslänge von weniger als 2 mm. Eine einzelne MSE-unterstützte Entladung in Argon wurde untersucht. Der Druck wurde von 50 mbar bis zu 400 mbar variiert, während der Strom wurde bei 0.5 mA konstant gehalten. Die eingesetzte Mikrostruktur hat 300 μm Lochdurchmesser und eine Gesamtdicke von 310 μm . Mittels vier Laserdioden in nahe Infrarot wurden verschiedenen Übergänge von Argon untersucht, die in Abbildung 1 eingezeichnet sind.

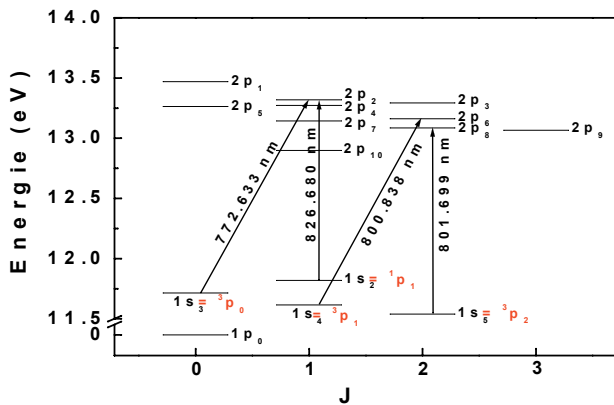


Abbildung 1. Energiediagramm für Argon.

Ein typisches Absorptionsspektrum einer in Ar betriebene Entladung ist in Abbildung 2 dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Form des Linienprofils sehr stark von Druck abhängt.

Die Untersuchungen wurden an Ar im Druckbereich 50-400 mbar an einer mit konstantem Strom (0.5 mA) betriebenen Mikroentladung durchgeführt. Mit dieser Methode wurde die absolute Dichte der angeregten Atome für metastabile und resonante Zustände ($1s_i$, $i = 2-5$ in Paschen Notation) gemessen, sowie auch die Gastemperatur in der Entladung und die Elektronendichte in der Kavität der Mikrostruktur.

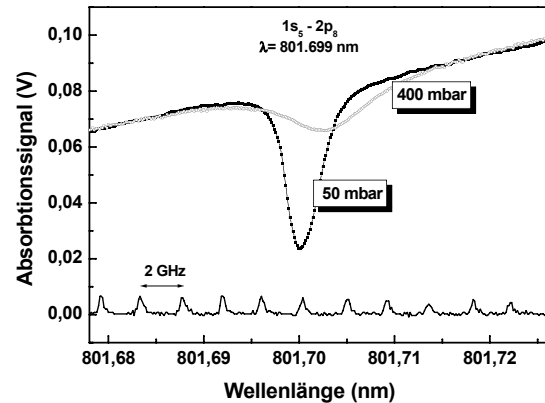


Abbildung 2. Absorptionsspektrum in Argon.

Die Verteilung der angeregten Atome außerhalb des Loches an der Kathodenseite wurde durch orts aufgelöste Messungen parallel zu der Elektrodenoberfläche ermittelt und es ist in Abbildung 3 dargestellt.

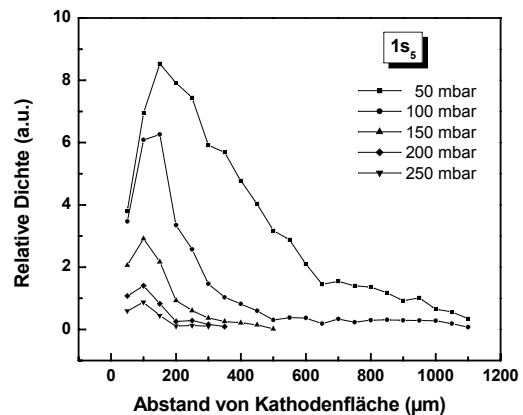


Abbildung 3. Verteilung der angeregten Atome in metastabilen Zuständen außerhalb des Loches an der Kathodenseite.

Es konnte gezeigt werden, dass die Atome in metastabilen Zuständen und die in resonanten Zuständen eine ähnliche Ortsverteilung zeigen, wahrscheinlich aufgrund der starken „Stoßkopplung“ der benachbarten Zustände bei hohen Drücken. Die MSE-unterstützten Entladungen zeigen eine hohe Dichte angeregter Atome, die im Bereich von 10^{13} cm^{-3} liegt. Die absolute Dichte als Funktion von Druck ist in Abbildung 4 dargestellt für alle vier ersten angeregten Zustände von Argon.

Aus der Messung von Linienprofilen in Plasmen kann man sehr detaillierte Information über die Plasma-Eigenschaften wie Elektronen- und Ionendichte sowie die zugehörigen Temperaturen gewinnen [2].

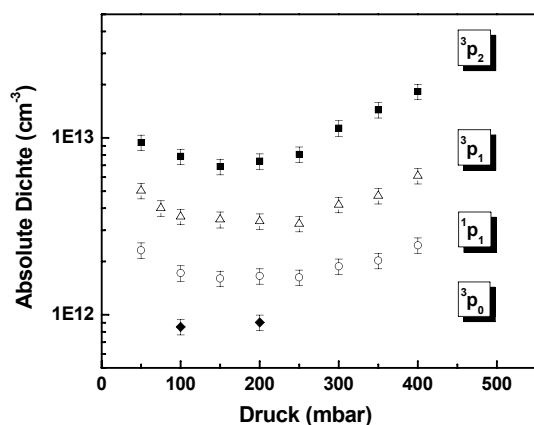


Abbildung 4. Dichte der angeregten Atome für die MSE-Entladung in Argon.

Die Gastemperatur wurde aus der Doppler-Verbreiterung von atomaren Linien ermittelt. Da diese Methode direkt mit der translatorischen Bewegung der Emitter zusammen hängt, entspricht die gemessene Temperatur der Gastemperatur. Die Gastemperatur steigt linear mit dem Druck von ca. 380 K bei 50 mbar bis auf maximal 1100 K bei 400 mbar an, wie in Abbildung 5 gezeigt. Die gemessene Gastemperatur entspricht der Temperatur in der Kavität der MSE. Die Erhöhung der Gastemperatur mit dem Gasdruck ist zu erwarten, da sich die Entladung immer mehr im Loch konzentriert und entsprechend die Leistungsdichte ansteigt. Aus den Emissions- und Absorptionsmessungen konnte gezeigt werden, dass die Temperatur lokal in der inneren Region des Loches bis zu 1000 K steigen kann, während die Temperatur des Umgebungsgases nur leicht oberhalb der Raumtemperatur liegt.

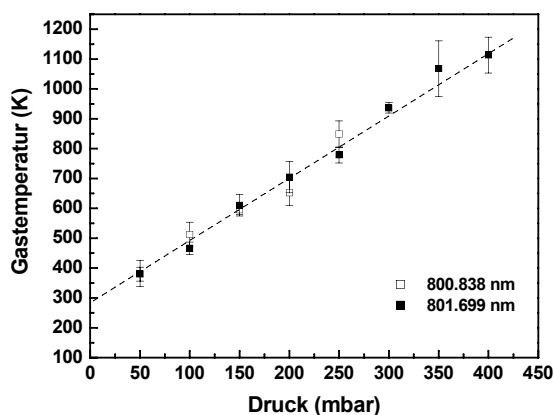


Abbildung 5. Gastemperatur in der Kavität der MSE für Argon.

Wegen der langreichweitigen Coulomb-Kräfte zwischen geladenen Teilchen sind Druckverbreiterung und Verschiebung der Spektrallinien groß im Plasma. Für nicht wasserstoffähnliche Atome (Ar im vorliegenden Fall) werden beide Effekte durch den quadratischen Stark-Effekt bei der Wechselwirkung zwischen den geladenen Teilchen beschrieben. Im Hochdruckbereich spielen die Stoßverbreiterung und -verschiebung auch eine wichtige Rolle und deren Einfluß auf die totale Linienbreite muss subtrahiert werden. Aufgrund des sehr hohen

Auflösungsvermögens der Laserdiode (typischerweise 10 bis 100 MHz) kann die Apparatebreite vernachlässigt werden. Die experimentell ermittelten Elektronendichten liegen zwischen $8 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ bei 50 mbar Druck und $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ bei 400 mbar. Bei konstantem Strom (0.5 mA) steigt die Elektronendichte mit dem Gasdruck. Die Anwendung dieser Methode bis zum Atmosphärendruck hat gezeigt, dass in MSE Plasma Elektronendichten bis zu 10^{16} cm^{-3} erreicht werden können.

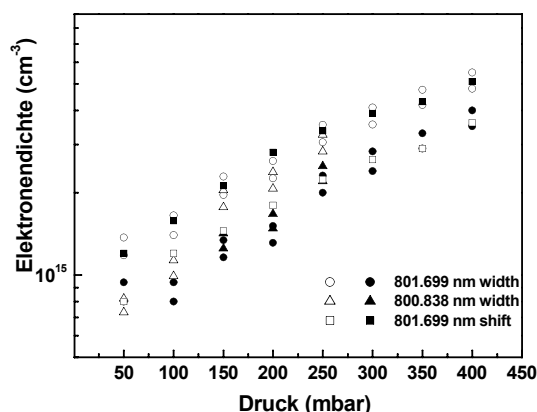


Abbildung 6. Elektronendichte in MSE-Plasma in Argon.

Die MSE-unterstützte Entladung liefert ein Nichtgleichgewichtsplasma das bei Hochdruck betrieben werden kann. Der Hauptvorteil des Hochdruckbetriebs ist die hohe Dichte an angeregten neutralen Atomen, freien Radikalen, Ionen und Elektronen. Außerdem ist eine Hochvakuumapparatur nicht notwendig. Die Eigenschaften der MSE-unterstützten Entladung empfehlen diese Plasmaquelle für industrielle Anwendungen wie Oberflächenmodifizierung, Schadstoffreinigung oder neuartige Lichtquellen für den sichtbaren und UV Bereich.

*Gefördert von: BMBF, VDI, Bundesstiftung Umwelt und Land Hessen.

References:

- [1] W. Demtröder, „*Laser spectroscopy*“, Springer Verlag, Berlin (1996).
- [2] H. R. Griem, „*Principles of plasma spectroscopy*“, Cambridge University Press, Cambridge (1997).
- [3] C. Penache et al., *Plasma Sources Sci. Technol.*, eingereicht (2002).

Das STAR Level-3 Trigger System^{B,G}

C. Adler¹, J. Berger¹, D. Flierl¹, T. Kollegger¹, J. Landgraf³, J. S. Lange¹,
M. J. LeVine³, A. Ljubicic, Jr.³, J. Nelson⁴, D. Roehrich⁵, R. Stock¹, C. Struck¹, P. Yepes²

¹IKF, Universität Frankfurt, August-Euler-Str.6, 60486 Frankfurt, ²Rice University Houston, Houston, Texas 77251, USA,

³Brookhaven National Laboratory, Upton, New York 11973, USA, ⁴University of Birmingham, Birmingham B15 2TT, United Kingdom, ⁵University of Bergen, Allegaten 55, 5007 Bergen, Norway

Der RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) Beschleuniger am Brookhaven National Laboratory (BNL) N.Y., USA, läuft seit dem Sommer 2000 und kollidiert Gold-Strahlen mit einer Energie bis zu 100 GeV/Nukleon und seit 2001 Proton-Strahlen mit einer Energie von 100 GeV. Das STAR Experiment [1] ist eins von 4 Experimenten, die dort Kollisionen, bei denen tausende Teilchen produziert werden, untersuchen.

Der STAR Detektor besteht aus mehreren Einzeldetektoren, der Hauptdetektor ist eine großvolumige zylinderförmige Spurendriftkammer (TPC) [2], in der die Spuren der geladenen Teilchen durch Ionisation des Detektorgases gemessen werden. Die TPC ist von einem Magneten umgeben, der ein solenoidales Feld erzeugt. Über die Messung der Spurkrümmung eines Teilchens, wird sein Impuls bestimmt. Zunächst sind die Spuren als Pixelinformation vorhanden, aus der Cluster rekonstruiert werden und die Koordinaten derselben bestimmt werden. In einer typischen zentralen Au+Au Kollision werden etwa 130000 Cluster in der TPC gemessen. Die Cluster werden in einem Trackfinding [3] genannten Prozess zu Spuren verbunden.

Im STAR Experiment wurde erstmals der Versuch unternommen, ultrarelativistische Schwerionenkollisionen in Echtzeit (d.h. mit einer Rate von bis zu 100 s⁻¹) zu rekonstruieren. Diese sehr schnelle Rekonstruktion von Spurinformatoren wird für einen High-Level Trigger, den sogenannten Level-3 Trigger [5][6] genutzt. Dieses Projekt ist ein Prototyp für ein ähnliches System am geplanten ALICE Experiment am LHC (CERN).

Im Sommer 2000 wurde ein reduziertes Level-3 System erstmals als Trigger eingesetzt, um in ultraperipheren (elektromagnetischen) Au+Au Kollisionen auf ρ^0 -Kandidaten aufgrund ihres Zerfalls in $\pi^+\pi^-$ zu selektieren [7]. Desweiteren war das Eventdisplay (Abb. 3) welches im Rahmen des Level-3 Trigger Projektes erstellt wurde, sehr hilfreich in der Qualitätskontrolle und Fehlerdiagnose bei der Datennahme. Die erste RHIC Kollision wurde z.B. mit Hilfe des Level-3 Eventdisplays sichtbar gemacht [8]. Bis zur darauffolgenden Strahlzeit (August 2001) wurde die Analysesoftware, d.h. Clusterfinder und Trackfinder mit Hilfe der im Jahr 2000 genommenen Daten optimiert. Die Effizienz des Clusterfinders entspricht der Effizienz des für die Offlineanalyse benutzten Clusterfinders [8] bei ähnlicher Qualität. Aus diesem Grund gibt es inzwischen Überlegungen innerhalb der STAR Kollaboration, in Zukunft nur online-rekonstruierte Cluster auf Band zu schreiben, was im Vergleich zu Rohdaten eine Platzersparnis um einen Faktor 5 bringt.

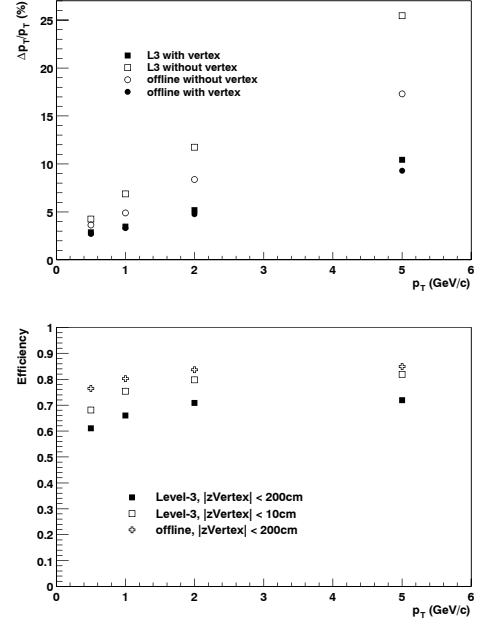


Abbildung 1: Oben: P_T-Auflösung der Level-3 Trackrekonstruktion im Vergleich zur STAR Offlinerekonstruktion. Unten: Rekonstruktionseffizienz.

Der Trackfinder wurde auf die Dichte und die Ortsfehler der Cluster optimiert. Abbildung 1 zeigt P_T-Auflösung und Rekonstruktionseffizienz der Level-3 Rekonstruktion im Vergleich zur STAR Offline Rekonstruktion. Bei „with Vertex“ (P_T-Auflösung, oben) wird der Punkt der Kollision in der x-y Ebene (durch die Strahlposition gegeben) in der Impulsbestimmung eines Tracks benutzt. Dies wird in Zukunft der Standardmodus sein. Die Verteilung der z-Vertices war im Jahr 2000 sehr breit ($|z| < 250\text{cm}$), seit August 2001 ist der z-Vertex einer Kollision auf $|z| < 20 - 30\text{cm}$ beschränkt.

Auf der Hardwareseite wurde das Level-3 System mit einer Vervielfachung der Prozessoren für den Trackfinder auf 48 ALPHA Prozessoren erweitert, um zentrale Au+Au Kollisionen mit einer Rate von bis zu 50 s⁻¹ rekonstruieren zu können. Der vorerst endgültige Komplettausbau des Systems ist in Abbildung 2 zu sehen. Oben sind die SL-3 (Sector Level-3) Prozessoren zu sehen, die für Tracking benutzt werden, und die GL3 (Global Level-3) Prozessoren, die alle Daten eines Ereignisses sammeln, analysieren und eine Triggerentscheidung treffen. Unten sind die VME Crates gezeigt, die 423 Clusterfinder CPUs und das DAQ System beherbergen.

Während der Strahlzeit im Sommer 2001 sollte das Level-3 System erstmals zentrale Au+Au Kollisionen mit hoher

^{B,G} Supported by BMBF and GSI

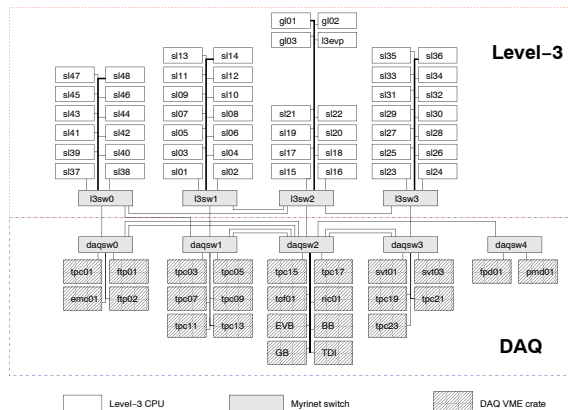


Abbildung 2: Architektur des Level-3 Trigger Systems.

Rate analysieren. Es wurden 3 Algorithmen entwickelt:

- Messung des Υ , welches bisher noch nie in Schwerionenkollisionen nachgewiesen wurde. Dabei wird die invariante Masse von Spuren mit hohem Impuls (> 3 GeV) gebildet, um nach Teilchen mit einer Masse im Bereich der Υ Masse von 9.6 GeV zu suchen.
- Messung des ${}^4\text{He}$, welches ebenfalls noch nie in Schwerionenkollisionen nachgewiesen wurde. Das Meßprinzip nutzt dE/dX , wie im Fall von ${}^3\text{He}$, gemessen von STAR im Jahr 2000 [9].
- Anreicherung von Spuren mit hohem P_T die zum RICH Detektor zeigen. Der RICH ist ein Detektor, der ca. 2 % der STAR Akzeptanz überdeckt. Er ist in der Lage, bei hohem Impuls die Teilchenspezies zu identifizieren. Das Ziel war die Messung des \bar{p}/p -Verhältnis bei $p_T > 1$ GeV/c.

RHIC erreichte erst in den letzten 2 Wochen der Strahlzeit Luminositäten, die hoch genug waren, um das Level-3 System als Trigger zu benutzen. Für den Zeitraum dieser 2 Wochen konnte jedoch eine Erhöhung der Statistik der oben aufgezählten Proben um 100% erreicht werden. Die Produktion und Analyse der Daten läuft noch, es wird aber in den nächsten Monaten mit ersten Ergebnissen gerechnet.

Als weitere Detektoren wurden für die 2001 Strahlzeit die Vorwärts Spurendriftkammern (FTPC)[10] und der Silizium Vertex Detektor (SVT)[11] ins Level-3 System integriert, d.h. die Daten (zunächst nur Clusterdaten) dieser Detektoren standen dem Level-3 System zur Verfügung. Abbildung 3 zeigt die Strukturen von FTPC und SVT im Zentrum der TPC. Es ist geplant, diese zusätzlichen Clusterdaten in das Level-3 Tracking zu integrieren. Die Integration des elektromagnetischen Kalorimeters (EMC) [12] in STAR in das Level-3 System ist ebenfalls bis zum Herbst 2002 geplant. Das EMC wird dem Level-3 System die Möglichkeit geben auf hochenergetische Elektronen zu triggern, um z.B. das $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ zu messen.

[1] STAR collaboration, *STAR Conceptual Design Report*, Lawrence Berkeley Laboratory, University of California, PUB-5347, June 1992.

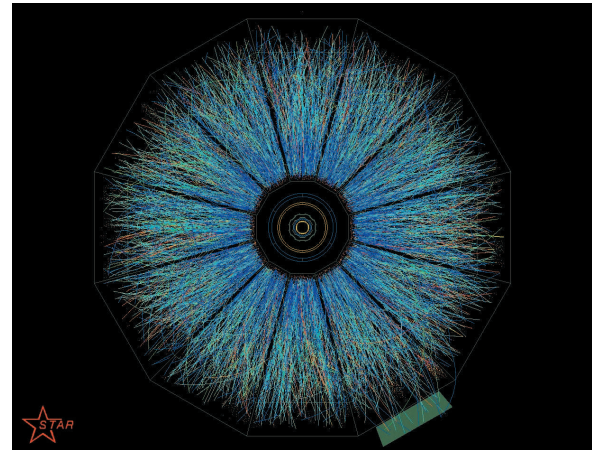


Abbildung 3: Erste Kollision des Jahres 2001. In der Mitte der TPC sind die Strukturen des SVT und der FTPC zu sehen. Die Fläche rechts unten stellt den RICH Detektor dar.

- [2] J. H. Thomas for the STAR Collaboration, *The STAR Time Projection Chamber*, Nucl. Phys. A **661** (1999), 681c.
- [3] P. Yepes, *A Fast Track Pattern Recognition*, NIM A **380** (1996) 582.
- [4] MYRINET American National Standard, *ANSI/VITA 26-1998*, <http://www.myri.com>
- [5] J. S. Lange *et al.*, "The STAR Level-3 Trigger System", Nucl. Instr. Meth. A **453** (2000) 397.
- [6] J. Berger *et al.*, "The Proposed Level-3 Trigger System for STAR", IEEE Trans. Nucl. Sci. **47** (2000) 358.
- [7] S. Klein, for the STAR Collaboration, "Observation of $Au + Au \rightarrow Au + Au + \rho^0$ and $Au + Au \rightarrow Au^* + Au^* + \rho^0$ ", nucl-ex/0104016. To appear in Proc. 17th Winter Workshop on Nuclear Dynamics, Park City, UT, Mar 10-17, 2001.
- [8] <http://ikf1.star.bnl.gov/l3/l3.html>
- [9] C. Adler *et al.*, \bar{d} and ${}^3\text{He}$ production in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}}=130$ GeV
- [10] A. Schütttauf and the STAR Collaboration, *A Forward TPC for STAR*, Nucl. Phys. A **661** (1999), 677c.
- [11] S. Pandey and the STAR Collaboration, *The STAR Silicon Vertex Drift Detector*, Nucl. Phys. A **661** (1999), 686c.
- [12] T. M. Cormier *et al.*, "STAR Barrel Electromagnetic Calorimeter Absolute Calibration using *Minimum Ionizing Particles* from Collisions at RHIC", hep-ex/0107081. To appear in Nucl. Instrum. Meth. A.

Weiterentwicklung der Auslesekkammern für die ALICE TPC^{B,G}

P. Braun-Munzinger¹, J. Fiess², U. Frankenfeld¹, C. Garabatos¹, M. Ivanov¹, R. Renfordt², H. Sann¹, H.R. Schmidt¹, H. Stelzer¹, R. Stock², D. Vranic¹ und die ALICE Kollaboration

¹GSI Darmstadt ²Universität Frankfurt

Im Rahmen der Entwicklung der Auslesekkammern für die ALICE TPC [1] wurden weitere systematische Untersuchungen an Prototypen durchgeführt. Zur Bestimmung der Gasverstärkung wurde eine Kammer mit einer ⁵⁵Fe Quelle bestrahlt und die Zählrate und der Anodenstrom als Funktion der Anodenspannung gemessen. Daraus kann die in Abb. 1 gezeigte absolute Gasverstärkung als Funktion der Anodendrahtspannung abgeleitet werden.

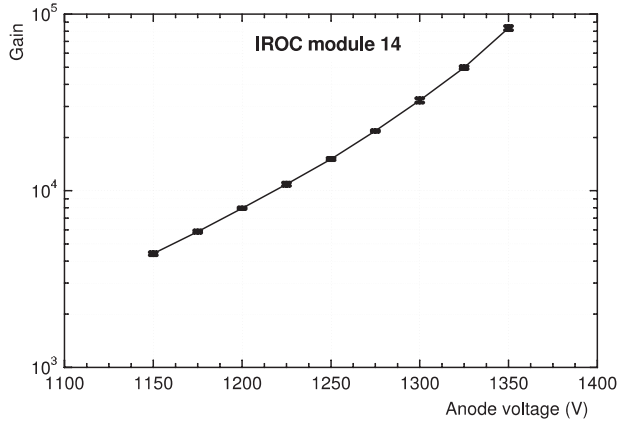


Abbildung 1: Gasverstärkung als Funktion der Anodendrahtspannung für eine der inneren Auslesekkammern.

Für weitergehende Untersuchungen wurden 512 der insgesamt 5504 Pads mit einer auf dem CERES Vorverstärker [2] basierenden Ausleseelektronik bestückt. Zur Beantwortung der Frage, ob die Auslesekkammern unter LHC Bedingungen, d.h. bei hoher Gasverstärkung und hoher Spurdichte stabil arbeiten, wurde ein Prototyp den Reaktionsprodukten eines Schwerionenstrahls (¹²C, 800 AMeV) bei der GSI ausgesetzt. Durch Variation der Targetdicke und/oder der Strahlintensität wurden typische ALICE Bedingungen [3] simuliert d.h. eine Besetzungsdichte (occupancy) in der Pad-Zeitebene bis zu 50% und mittlere Anodenströme von $\geq 10 \mu\text{A}$. Die Kammer arbeitete bei der nominalen Gasverstärkung von $2 \cdot 10^4$ sogar bis zu dem beim Test maximal möglichen Anodenstrom von $80 \mu\text{A}$ absolut stabil.

Ein weiterer Test galt der Arbeitsweise des Sperrgitters. In der Drahtgeometrie der Auslesekkammern wurde der Abstand des Sperrgitters zur Kathodendrahtebeine mit 3 mm sehr knapp gewählt, um das Volumen zwischen Sperrgitter und Padebene und damit die Anodenströme durch Ionisation in diesem Volumen möglichst klein zu halten. Auf der anderen Seite dürfen die vom Anodendraht rückdriftenden positiven Ionen das Sperrgitter während seiner Öffnungszeit von $90 \mu\text{s}$ (Auslesezeit der TPC) nicht passieren. In einer Prototypkammer wurden die Driftzeiten für die drei Gasmischungen Ne/CO₂(90%/10%), Ar/CO₂(90%/10%) und Ar/CH₄(90%/10%) experimentell ermittelt. Dazu wurde das Sperrgitter über einen ladungsempfindlichen Vorverstärker ausgelesen. Zur Spurer-

zeugung wurde ein Neodyn-YAG Laser verwendet.

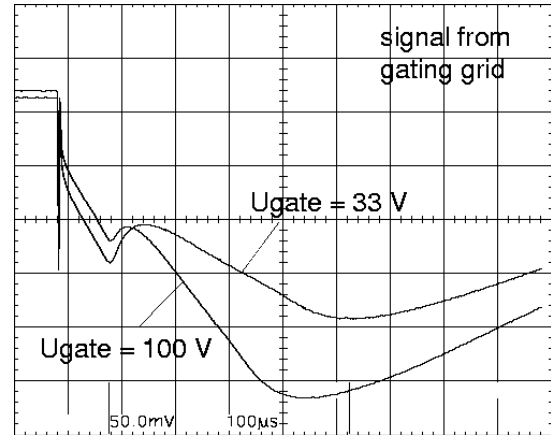


Abbildung 2: Signalverlauf am Sperrgitter.

Der Signalverlauf am Sperrgitter ist in Abb. 2 dargestellt. Nach einem schnellen Anstieg, der von der Bewegung der Ionen weg vom stark inhomogenen elektrischen Feld um den Anodendraht herrührt, wird ein Teil der Ionen am Kathodendrahtgitter absorbiert und dadurch das Signal reduziert. Durch die zunehmende Verringerung des Abstandes zum Schaltgitter steigt es dann wieder an und erreicht beim Durchflug durch das Schaltgitter ein Maximum. Danach fällt es durch Absorption am Schaltgitter und zunehmenden Abstand entgültig ab. Durch Variation der Spannung zwischen Kathoden- und Schaltgitter kann die Position des Maximums variiert werden, wie Abb. 2 zeigt. Aus dem zeitlichen Abstand zwischen dem Signal am Pad und dem Maximum der Signalspannung am Schaltgitter kann die Driftzeit der positiven Ionen direkt bestimmt werden. Für die drei untersuchten Gasmischungen ergaben sich die Werte in Tabelle 1.

Gas	Driftzeit
Ne/CO ₂ (90%/10%)	246 μs
Ar/CO ₂ (90%/10%)	398 μs
Ar/CH ₄ (90%/10%)	391 μs

Tabelle 1: Driftzeiten der positiven Ionen vom Anodendraht zum Schaltgitter für verschiedene Gasmischungen.

Es konnte somit gezeigt werden, daß für die vorgesehene Gasmischung Ne/CO₂(90%/10%) genügend Zeit zur Verfügung steht, um den Rückstrom der positiven Ionen am Schaltgitter zu stoppen.

Literatur

- [1] IKF Jahresbericht 2000, p. 5.
- [2] R. Baur, P. Ernst, G. Gramegna, M. Richter, Nucl. Instr. Meth. A409 (1998) 278.
- [3] ALICE Collaboration, Technical Design Report, CERN/LHCC/00-001.

Kalibrierpulsers für die ALICE TPC^{B,G}

W. Amend, N. Bialas, E. Köhler, R. Renfordt, G. Rüschemann, R. Stock, M. Urban
und die ALICE Kollaboration

Für die Kalibration der Verstärkung der 570,000 Kanäle der Ausleseelektronik der ALICE TPC ist ein Pulsystem geplant [1]. Durch Anlegen eines Spannungspulses an die Kathodendrahtebenen der Ausleseammern wird eine definierte Ladungsmenge durch die kapazitive Kopplung zu den Pads in die Vorverstärker eingespeist. In Abb. 1 ist der schematische Aufbau des Systems dargestellt. Die Kontrolle erfolgt über einen PC, der vom ALICE Detector Control System angesprochen werden kann und über eine optische Verbindung mit dem Herzstück des Pulsers, einem FPGA, verbunden ist. Dort wird die Amplitude und der zeitliche Verlauf des analogen Signals kontrolliert, das von einem DAC (40 MHz sampling Rate) erzeugt wird. Durch die beliebig einstellbare Pulsform können die Detektorsignale realistisch nachgebildet werden. Die Analogsignale werden über je eine Treiberstufe auf die Kathodendrahtebenen der insgesamt 72 Ausleseammern verteilt. Durch selektives an- bzw. abschalten der Treiberstufen können die Kammern einzeln oder in Gruppen gepulst werden.

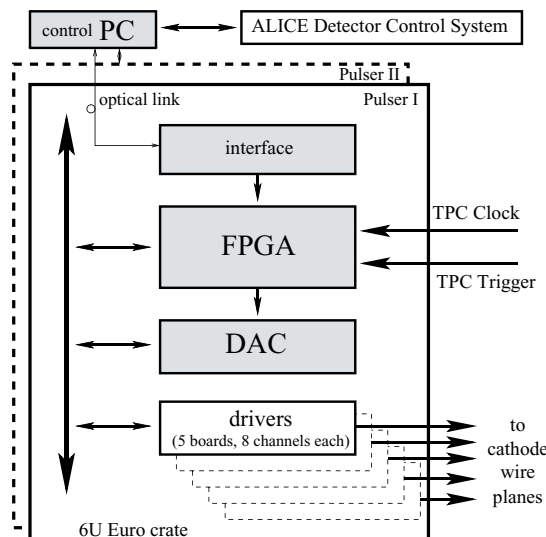


Abbildung 1: Schematischer Aufbau des Kalibrierpulsers Systems

Ein erster Prototyp wurde aus drei kommerziell erhältlichen Komponenten aufgebaut: einem Mikrokontroller MC68HC812A4 der Firma Motorola, einem Spartan XL Demo Board der Firma Xilinx und einem AD768/AD844 Evaluation Board der Firma Analog Devices. Abb. 2 zeigt das Blockschaltbild. Die gewünschte Signalfom wird über eine RS232 Schnittstelle in den FPGA geladen.

In einem Testprogramm wird die im FPGA gespeicherte Pulsform auf ein externes Triggersignal hin zum DAC übertragen und dort ein analoges Signal erzeugt. In Abb. 3 ist das am Beispiel einer einfachen Treppenfunktion gezeigt. Das in der TPC Ausleseelektronik induzierte Ausgangssignal entspricht 4 Teilchenspuren. Durch verfeinerte

Formung der Anstiegsflanken kann der Signalverlauf dem Detektorsignal im nächsten Schritt noch besser nachgebildet werden.

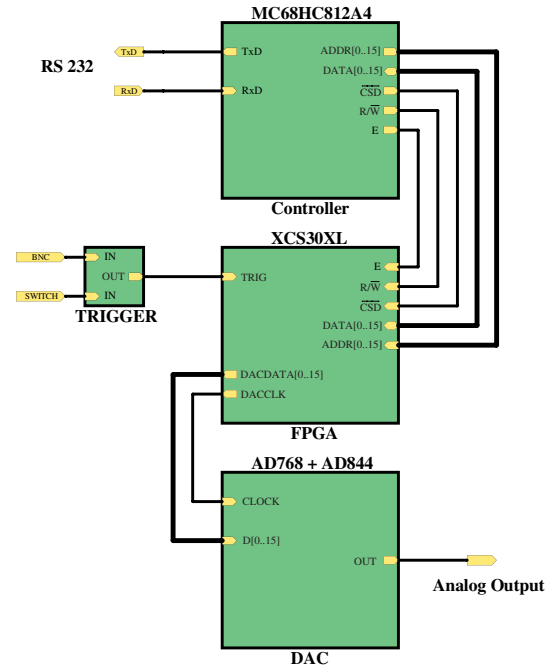


Abbildung 2: Blockdiagramm des Pulsers

Das Pulsystem soll in einem 6U Euro Überrahmen aufgebaut werden. Neben der Spannungsversorgung und dem eigentlichen Pulser sind 5 Einschübe mit jeweils 8 Treiberkanälen vorgesehen. Wegen des großen räumlichen Abstands werden die beiden Ausleseseiten (endcaps) der TPC mit zwei unabhängigen Systemen versorgt.

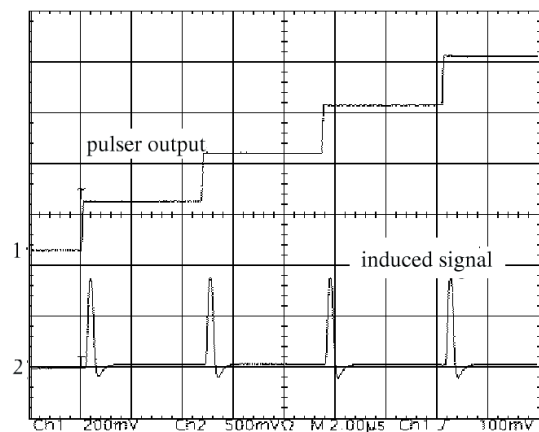


Abbildung 3: Signal am Ausgang des Pulsers (oben) und am Ausgang der Ausleseelektronik (unten).

Literatur

- [1] ALICE Collaboration, Technical Design Report, CERN/LHCC/00-001.

Testprogramm für die Ausleseelektronik der ALICE TPC^{B,G}

W. Amend, N. Bialas, E. Köhler, R. Renfordt, G. Rüschemann, R. Stock, M. Urban
und die ALICE Kollaboration

Die grosse Zahl der Pads (570,000) der ALICE TPC und die hohe Packungsdichte erfordert den Einsatz von hochintegrierten Bausteinen mit möglichst geringer Wärmeentwicklung [1]. Zu diesem Zweck wurde eine Ausleseelektronik entwickelt, die direkt auf dem Detektor montiert werden kann und im wesentlichen aus 2 ASICs besteht, von denen jeder 16 Kanäle verarbeitet (Abb. 1). Der erste enthält einen ladungsempfindlichen Vorverstärker und Pulsformer (PASA) mit differentiellem Ausgang, der zweite einen Analog-zu-Digital-Wandler (ADC) mit anschliessendem digitalen Filter zur Stabilisierung der Nulllinie, Nullenunterdrückung (ALTRO) und einem Pufferspeicher. Je 8 dieser ASICs sind auf eine Auslesekarte montiert, die damit 128 Kanäle digitalisieren kann. Die Karte wird über 6 Flachbandkabel mit einer Länge von 7 cm mit der Padebene der Ausleseammern verbunden.

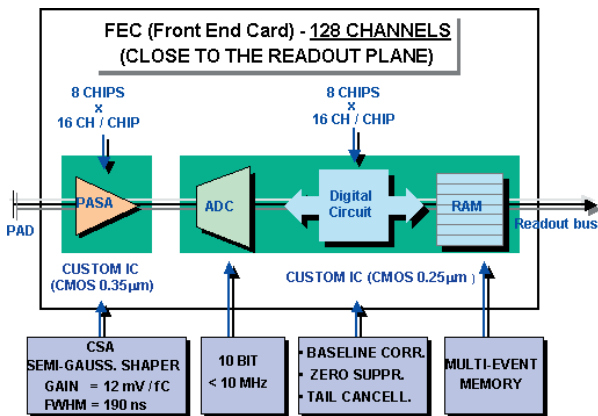


Abbildung 1: Schematischer Aufbau der Ausleseelektronik für die TPC: 16 Kanal Vorverstärker/Pulsformer ASIC (PASA), 16 Kanal ADC/Filter ASIC (ALTRO).

Die Daten werden dann über einen Auslesebus, der 18 bis 25 Karten (je nach Position auf der TPC) verbindet, von einer Auslesekontrollkarte (RCU) erfasst und von dort über eine Lichtfaser zum Datenerfassungssystem übertragen. Insgesamt müssen also zur Auslese folgende Komponenten hergestellt und getestet werden (einschliesslich Reserve):

- 40.000 Vorverstärker/Pulsformer Chips (PASA)
- 40.000 ADC/Filter Chips (ALTRO)
- 5.000 Auslesekarten (FEC)
- 250 Auslesekontrollkarten (RCU)

Die ALICE Arbeitsgruppe am IKF hat die Entwicklung des Teststandes für die Auslesekarten übernommen und wird auch die Tests durchführen. Darüber hinaus sollen am IKF auch die Tests der 40.000 PASA Chips durchgeführt werden, wobei der Teststand von der TU Darmstadt entwickelt und zur Verfügung gestellt wird.

Da die Auslesekarten direkt auf der TPC montiert sind

und sich die TPC innerhalb eines Magneten befindet und von anderen Detektoren umgeben ist, ist der Zugang und Austausch von defekten Karten nur sehr eingeschränkt möglich. Aus diesem Grunde sollen die Auslesekarten nach dem normalen Funktionstest noch zusätzlich einem Einbrenntest unterworfen werden. Dazu sollen ca. 25 Karten in einen Rahmen montiert und für etwa 24 Stunden bei erhöhter Umgebungstemperatur betrieben und auch ausgelesen werden. In Abb. 2 ist der geplante Aufbau schematisch dargestellt.

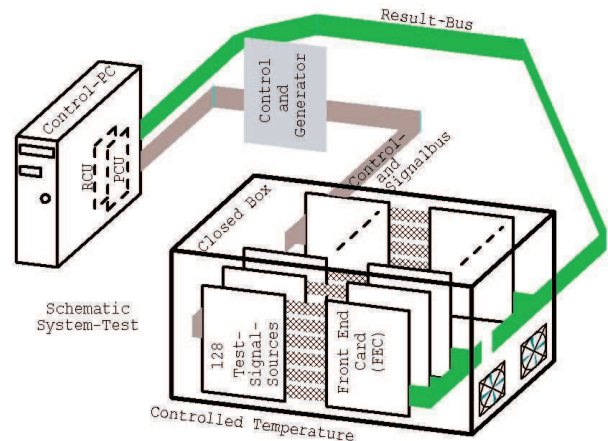


Abbildung 2: Teststand für den Einbrenntest der Auslesekarten.

Mit ersten Arbeiten, die sich insbesondere mit dem Problem der effektiven mechanischen Ankopplung der Karten über 6 Flachbandkabel an eine Signalquelle beschäftigen, wurde begonnen. Zur Erzeugung und Verteilung der 128 analogen Signale je Karte wird ein Signalgenerator entwickelt. Abb. 3 zeigt die wesentlichen Komponenten des Generators.

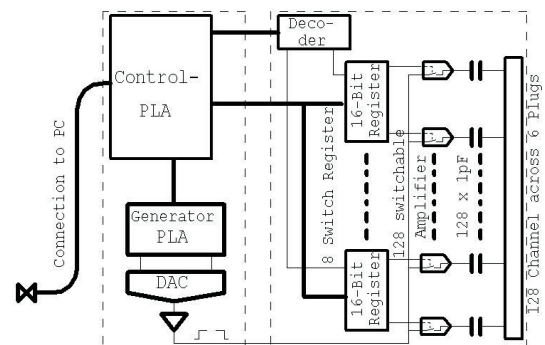


Abbildung 3: Blockschaltbild des Signalgenerators.

Literatur

- [1] ALICE Collaboration, Technical Design Report, CERN/LHCC/00-001.

Ein schneller Detektor für Elektronenspektrometer^s

O. Jagutzki, T. Zouros*, K. Ullmann, U. Spillmann, M. Benis**, K. Carnes** und H. Schmidt-Böcking,

*FORTH/IESL, Universität Heraklion, Griechenland

**J.R. McDonald Laboratory, Kansas State University, Manhattan, Kansas, USA

In Kooperation mit der Universität Heraklion und der Kansas State University wurde ein Vielkanalplatten (MCP) Detektor mit „Delay-line“ Auslese [1] modifiziert und an ein hemisphärisches Elektronenspektrometer [2] angepasst. Ziel des Projektes war, die Datenaufnahmerate des bestehenden Elektronenspektrometers, das u.a. für atomphysikalische Experimente am J.R. McDonald Lab eingesetzt wird, durch Austausch des ortsempfindlichen Detektors drastisch zu erhöhen.

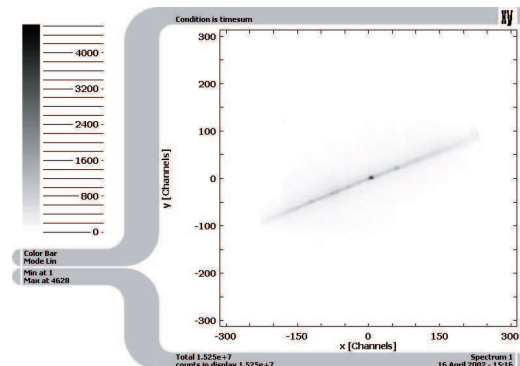
Der vorher eingesetzte Detektor war mit einer Widerstandsanode ausgerüstet, die aufgrund der zur Auslese verwendeten ladungsintegrierenden Elektronik in der Datenaufnahmegeschwindigkeit sehr beschränkt ist. Mit einer Delay-line Anode lassen sich dagegen wesentlich höhere Teilchenraten ohne Verlust an Ortsauflösung nachweisen und dank neuerer Elektronikentwicklungen auch digital speichern.

Während in unserer Arbeitsgruppe fast ausschließlich das sogenannte „list-mode“ Verfahren zur Speicherung der Positions- und Flugzeitdaten zur Anwendung kommt, kann man für den Fall, daß wenige Koordinaten pro Ereignis („Event“) abzuspeichern sind, auch einen Histogramm Modus einsetzen. In diesem Fall werden die Koordinaten je nach Wert in ein Raster einsortiert (wie beim Vielkanalanalysator). Über eine längere Messdauer entsteht so ein Spektrum (Histogramm). Falls mehr als eine Koordinate abzuspeichern ist (zum Beispiel X- und Y Position eines Teilchens auf einem Detektor), ist das Raster zweidimensional („Schachbrett“).

Wenn man diesen Histogrammspeicher schon auf der Messkarte platziert, kann der Datenaufnahmezyklus wesentlich schneller abgearbeitet werden, als im list-mode Verfahren, bei dem die Daten zunächst über relativ zeitraubende Lesebefehle Event für Event in den PC-RAM übertragen werden müssen. Im Histogramm-Modus arbeitet die Messkarte während eines Messvorgangs autonom, erst nach Beenden einer Messung wird der Histogramminhalt in den PC-RAM zur Weiterbearbeitung oder Darstellung übertragen. Mit einem solchen Histogramm TDC, dem „HMI“ (Fa. Roentdek und Fa. ACAM) können so Ereignisraten von über 1 MHz erreicht werden, gegenüber typisch einigen 10 kHz im list-mode Verfahren.

Abb. 1 und 2 zeigen ein Elektronenspektrum, das mit dem neuen Detektor an dem Elektronenspektrometer aufgenommen wurde. Die erreichte Ortsauflösung ist um einen Faktor 2 besser als mit dem alten System. Abb. 3 zeigt die deutliche Steigerung der Datenaufnahmegeschwindigkeit.

Mit dieser Spektrometer/Detektor-Kombination kann nun die Messzeit wesentlich effizienter genutzt werden. Zusätzlich ist man mit dem HMI in der Lage, auch die Elektronenflugzeit in einer dritten Histogrammdimension abzuspeichern, ohne Verlust an Messgeschwindigkeit. Dies ermöglicht neuartige Messmethoden, die vor allem für die Oberflächen- und Festkörperphysik von Interesse sind. Zur Zeit wird der HMI für diese Anwendungsbereiche weiterentwickelt.

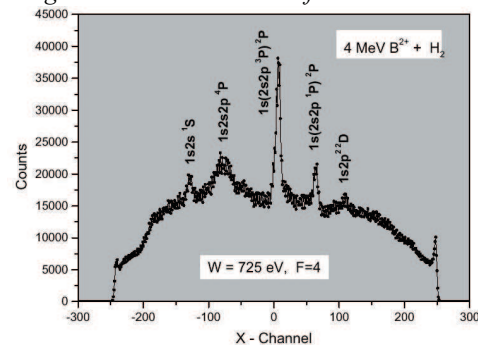


Referenzen:

[1] O. Jagutzki et al., IKF-58 (1997) 62

[2] E.P. Benis et al. Nucl. Instr. Meth.. B146, (1998) 120

Abbildung 1: Elektronenorte auf dem Detektor, die Spur



entsteht durch den begrenzenden Spektrometerraustrittsspalt.

Abbildung 2: unkalibriertes Elektronenspektrum, Projektion des Detektorbildes entlang der Spur des Austrittsspalts.

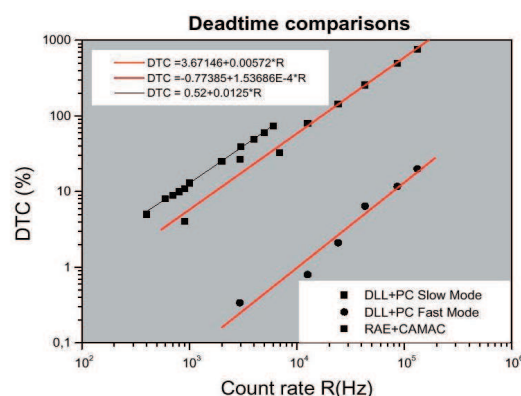


Abbildung 3: Vergleich der Totzeiten der Datenaufnahme für die verschiedenen Detektoren (RAE: Widerstandsanode) und Auslesemethoden (DLL: Delay-line Anode, „Slow Mode“ bedeutet list-mode, „Fast Mode“ steht für die Histogramm Methode). Es zeigt sich, dass die Datenaufnahmegeschwindigkeit etwa um einen Faktor 100 gesteigert werden konnte.

^s gefördert von der DLR, Projektnummer GRC99/068

Entwicklung einer Apparatur zur Charakterisierung von Attosekunden-Laserpulsen

A. Staudte, S. Kammer, M. Weckenbrock und R. Dörner
Institut für Kernphysik, Universität Frankfurt, August-Euler-Str. 6, 60486 Frankfurt

Im Rahmen eines DFG Forschungsprojektes zur atomaren Ultrakurzzeitspektroskopie, das in Kooperation mit der Gruppe um Prof. Corkum vom *Steacie Institute for Molecular Sciences* in Ottawa, Kanada, durchgeführt werden soll, wurde eine Kammer zur Messung von Laserpulsen von bis zu 100 Attosekunden Dauer entwickelt.

Die Erzeugung ultrakurzer Laserpulse im Femtosekundenbereich hat ein weites Feld physikalischer Phänomene auf molekularer und atomarer Ebene experimentell zugänglich gemacht und gleichzeitig eine Vielfalt an neuen physikalischen Effekten und Möglichkeiten der Steuerung chemischer Prozesse eröffnet. Seit nunmehr zehn Jahren ist Femtosekunden-spektroskopie ein etablierter Bestandteil der experimentellen Methoden in Physik und Chemie. Die kürzesten Laserpulse, die heute erzeugt werden können, haben eine Dauer von nur einigen Femtosekunden. Allerdings scheint die Technologie zur Erzeugung von fs-Laserpulsen bei noch kürzeren Pulsdauern bislang auf prinzipielle Grenzen zu stoßen, zumal die herkömmlichen Methoden zur Bestimmung der Pulsdauer ebenfalls im sub-fs-Bereich versagen.

Seit Mitte der Neunziger wurden Anstrengungen in der Theorie unternommen, die die Erzeugung von Attosekundenpulsen zum Ziel hatten. Hierbei spielte der Prozess der Erzeugung höherer Harmonischer eine herausragende Rolle [1,2,3,4]. Das Verständnis der Erzeugung höherer Harmonischer ist ganz entscheidend durch das semi-klassische Recollision-Modell von P. Corkum geprägt [5] und später durch Lewenstein *et al.* auf ein quantenmechanisches Fundament gestellt worden [6]. Man vermutete, daß eine feste Phasenbeziehung zwischen den generierten Harmonischen zur Entstehung von Pulsen, bzw. Pulsfolgen im Abstand der halben Wellenlänge der Fundamentalen, führen könnte, deren Dauer einem Bruchteil der Pulslänge der Fundamentalen entspräche. Die experimentelle Schwierigkeit bestand weiterhin in der Bestimmung solch kurzer Pulslängen. Erst vor kurzem ist es gelungen, aus dem Harmonischen-Spektrum die Länge von Einzelpulsen auf 1,8fs (+0,7fs, -1,2fs) [8] festzulegen und die Dauer von Einzelpulsen aus Pulszügen auf 250as [7] zu rekonstruieren.

Von Itatani *et al.* stammt das vor kurzem formulierte Konzept der Attosekunden-Streakkamera [9]. In einer einfachen, zunächst klassischen Betrachtung wird die Wirkung der Fundamentalen auf die Elektronen, die durch einen as-Puls ionisiert wurden, untersucht. Die Energieverteilung der Photoelektronen erfährt eine Verbreiterung, die vom Beobachtungswinkel, von der Phasenbeziehung des as-Pulses zur Fundamentalen und schließlich von der Pulsdauer des Attosekundenpulses selbst abhängt (Fig. 1).

Der experimentelle Aufbau ist in Fig. 2 skizziert. Der einige fs lange 800nm Laserpuls wird aufgespalten in einen äußeren und inneren Teil, wobei die beiden Teile durch Verkipfung

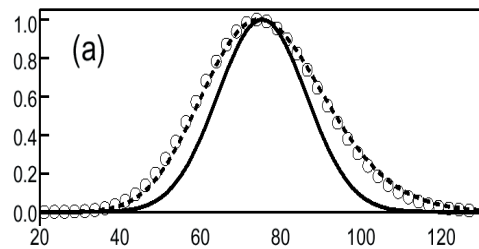


Fig. 1: Energieverteilung der Photoelektronen bei einer Pulsdauer von 70as, entlang der Polarisationsachse (solid line). Unterbrochene Linie mit überlagerter Fundamental bei $6 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ und ohne Phasenverschiebung (aus [9]).

der Delay-plates gegeneinander phasenverschoben werden können. Der äußere Teil erzeugt in einem ersten Gasjet höhere Harmonische und wird dann über eine Blende ausgefiltert. Die höheren Harmonischen und der innere Teil der Fundamental werden dann in einen zweiten Heliumjet fokussiert, wo die höheren Harmonischen über einfache Photoionisation Elektronen erzeugen, deren Energieverteilung

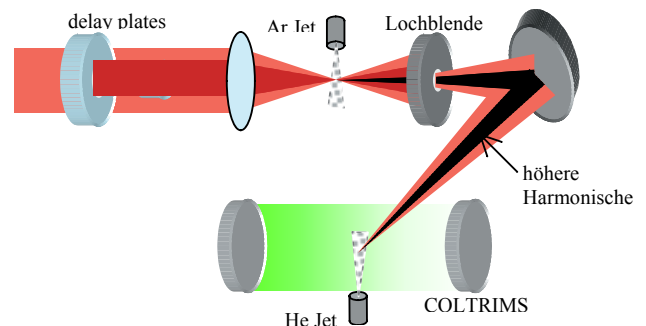


Fig. 2 Schematischer Versuchsaufbau

auch von der Phasenverschiebung der Fundamental abhängt.

Wir danken der DFG für die finanzielle Unterstützung.

- [1] M. Protopapas et al, Phys. Rev. A **53**, R2936 (1996)
- [2] P. Antoine et al, Phys. Rev. A **56**, 4960 (1997)
- [3] I.P. Christov et al, Phys. Rev. Lett. **78**, 1251 (1997)
- [4] P. Antoine et al, Phys. Rev. Lett. **77**, 1234 (1996)
- [5] P.B. Corkum, Phys. Rev. Lett. **71**, 1994 (1993)
- [6] M. Lewenstein et al, Phys. Rev. A **49**, 2117 (1993)
- [7] P.M. Paul et al, Science **292**, 1689 (2001)
- [8] M. Drescher et al, Science **291**, 1923 (2001)
- [9] J. Itatani et al, Phys Rev. Lett. **88**, 173903 (2002)

Kartographie von elektrischen Feldern^ε

T. Jalowy, R. Neugebauer, M. Hattass, C. R. Ponciano¹, L. S. Farenzena¹,
E. F. da Silveira¹, H. Schmidt-Böcking, K. O. Groeneveld

Zur Untersuchung der energie- und winkeldifferentiellen Verteilung von Sekundärionen, die in Ion-Festkörper-Stößen emittiert werden, wurde in den vergangenen Jahren ein neues Spektrometer entwickelt, das auf Flugzeittechnik und ortsempfindlichen (XY-) Detektoren basiert [1]. Das zur Eichung des Spektrometers entwickelte Verfahren (Visualisierung der Projekttilspur im Spektrometer über die Ionisation des Restgases) [2], bietet zudem eine interessante Anwendung in der Kartographie von elektrischen Feldern [3,4]. Die Vermessung der lokalen elektrischen Felder erfolgt über die in der Kollision mit dem Projektil erzeugten Gasionen. Deren Bewegung ist im wesentlichen nur durch die thermische Energie bestimmt, die gegenüber den verwendeten elektrostatischen Energien vernachlässigbar ist. Somit entstammt deren Energie eben nur der im elektrischen Feld des Spektrometers gewonnenen. D.h. über die Vermessung der in dem Feld abgebildeten Ionen kann auf die lokale Verteilung des elektrischen Feldes an ihrem Entstehungsort geschlossen werden. Es ist daher möglich, elektrische Felder, sogar großen Volumens, experimentell sensitiv zu kartographieren.

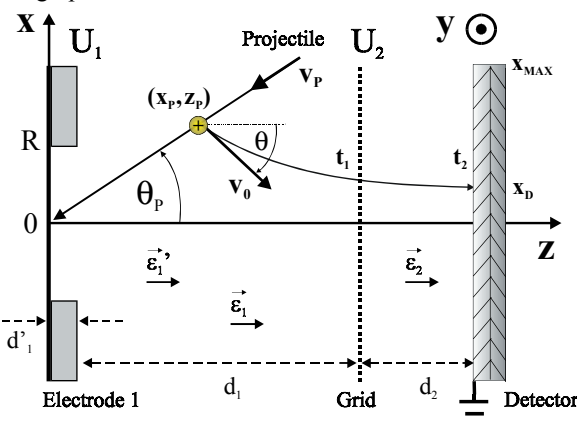


Abb.1: 3-stufiges Beschleunigungsspektrometer zylindrischer Symmetrie. Das Projektil tritt in der XZ-Ebene in das Spektrometer ein und passiert den Ursprung $x = y = z = 0$ zur Zeit $T = 0$. Das am Punkt $(x_p, y_p = 0, z_p)$ zur Zeit $-t_p$ erzeugte Gasion wird mit der Geschwindigkeit v_0 in den Winkel θ (relativ zur Z-Achse) emittiert. Ein Gitter trennt die erste von der zweiten Beschleunigungsstrecke. Die erste Region ist in zwei Subregionen d_1 und d'_1 unterteilt, definiert durch eine zylindrische Oberfläche mit dem Radius R und einem Absatz in Elektrode 1. x_{max} ist der Detektorradius und x_D der Auftreffpunkt des Ions auf dem Detektor

Zur Illustration der Situation wird die Homogenität des elektrischen Feldes in Abbildung 1 durch ein kreisförmiges Loch (Radius $R = 0.5\text{ cm}$, Höhe $d'_1 = 0.2\text{ cm}$) in der Elektrode 1 gebrochen. Die relevanten Parameter der Flugzeitmessung sind die axiale Distanz und die lokale Axialkomponente des elektrischen Feldes. Die Beschleunigung ist determiniert durch das resultierende elektrische Feld. Um die Methode analytisch zu illustrieren, wird eine zylindrische Konfiguration mit drei Beschleunigungsfeldern angenommen. Die Elektrode 1 (mit dem Potential $U_1 = 2.97\text{ kV}$) ist dabei eine leitfähige Scheibe, die mit einem flachen Ring vom Radius R und der

Dicke d'_1 umrandet ist. Das Beschleunigungsfeld in der ersten Region ändert sich dabei (in der gewählten Annahme) an der zylindrischen Oberfläche definiert durch $x_p = R$ abrupt von ϵ_1 nach ϵ'_1 . Die Elektrode 2 ist ein Gitter mit dem Potential $U_2 (=40\text{ V})$. Eine detaillierte Beschreibung des gesamten (analytischen) Modells zur Konstruktion der Flugzeit befindet sich in [3,4].

Das Projektil ist $\text{H}^0(150\text{ keV}, \theta_p = 77^\circ)$. Das Spektrometer ist mit 70% He, 15% Ne (d.h. 13.6% ^{20}Ne und 1.3% ^{22}Ne) und 15% Ar bis zu einem Gesamtdruck von 10^{-5} mbar gefüllt. In Abbildung 2 sind die experimentellen $x(T)$ -Daten (schwarze Kreise) für das He-Target dargestellt. Deutlich sichtbar ist der Effekt der Kollision in zwei unterschiedlichen Subregionen: nahe der T-Achse ist das elektrische Feld $d'_1 / d_1 \approx 1\%$ kleiner als in der äußeren Subregion. Dieser Unterschied verursacht einen deutlichen Anstieg der Flugzeit der He^+ -Ionen. Die durchgezogene Linie ist die Berechnung der Flugzeit durch Rekonstruktion des elektrischen Feldes nach [3,4]. Die Genauigkeit der Messung bzgl. Zeit (sub-nanosecond) und Ort (sub-millimeter) stellt somit ein empfindliches Werkzeug für die Dynamik der Ionen nach der Kollision dar. Für nicht zu komplexe elektrische Felder ist die Rekonstruktion der Gasionentrajektorie aus der Ionenflugzeit T , dem Strahlverlauf $z_p = z_p(x_p, y_p)$ und der finalen Position des Ions (x_D, y_D) möglich. D.h. aus der Gleichung der Strahltrajektorie und dem gemessenen Datensatz (x_D, y_D, T) können sowohl die Ionenkoordinaten als auch die Anfangsgeschwindigkeiten v_0 bestimmt werden und somit indirekt die elektrische Feldverteilung am Entstehungsort bestimmt werden. Mögliche Mehrdeutigkeiten in den Beschleunigungsfeldern können durch die Variation der Projektiltrajektorie gelöst werden. Prinzipiell ist diese Methode auch zur Vermessung von magnetischen Feldern geeignet.

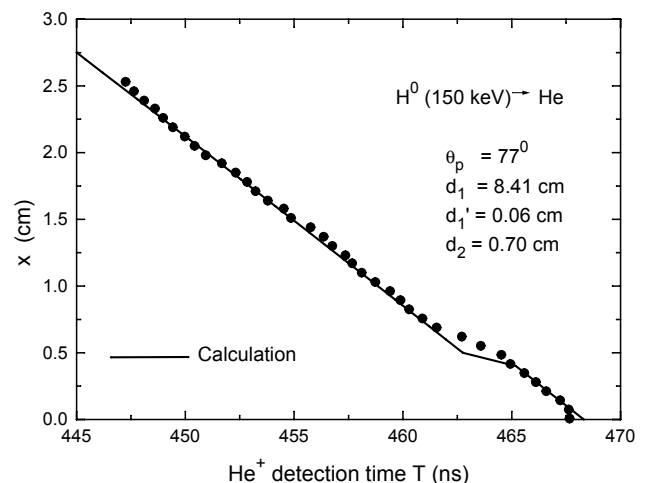


Abb.2: Die Punkte sind das gemessene $x(T)$ -Spektrum für den schrägen Projektileneinfall auf Elektrode 1. Bemerkenswert ist die Empfindlichkeit für die Inhomogenität des elektrischen Feldes um $x = R = 0.5\text{ cm}$. Die Linie stellt die nach [3,4] berechneten Werte dar, die in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Daten stehen.

[1] T. Jalowy et al., Jahresbericht IKF-60 (1999) S.49.

[2] T. Jalowy et al., Jahresbericht IKF-61 (2000) S.49.

[3] T. Jalowy et al., to appear in Rev. Sci. Instr. (2002).

[4] T. Jalowy, Dissertation in preparation (2002).

¹ Pontificia Universidade Católica, Rio de Janeiro, Brasilien.

^ε DAAD-CAPES-Programm, Willkomm-Stiftung-Frankfurt a. M.

XY-TOF-Technik für großvolumige Gasmassenspektrometer [€]

T. Jalowy, R. Neugebauer, Mirko Hattass, C. R. Ponciano¹, L. S. Farenzena¹,
E. F. da Silveira¹, Horst Schmidt-Böcking, K. O. Groeneveld

Zur Untersuchung der Dynamik von desorbierten Sekundärionen in Ion-Festkörper-Stößen wurde in den vergangenen Jahren ein Spektrometer, basierend auf Flugzeittechnik und ortsempfindlichen (XY-) Detektoren, entwickelt [1]. Die absoluten Energie- und Winkel-Verteilungen konnten in Verbindung mit einem Gastarget-Experiment durch ein neues Verfahren geeicht werden [2], das zusätzlich eine Anwendung in der Gasmassenspektrometrie bietet [3]: In der Flugzeit (TOF) -Spektrometrie liegt die Ursache einer breiten TOF-Verteilung einzelner Ionensorten im wesentlichen in der Erzeugung der Ionen in verschiedenen Abständen vom Detektor; somit resultiert die Ionenerzeugung in einer Ebene parallel zur Detektoroberfläche in schmalen TOF-Verteilungen. Hier wird die XY-Information angewendet, um die Flugzeit der Ionen, durch eine numerische „Event-by-Event-Transformation“ der gemessenen XY-Flugzeit-Daten, exakt zu korrigieren. Diese Korrekturmöglichkeit ist ein großer Vorteil gegenüber der Methode der Zeitfokussierung von Wiley und McLaren [4], bei der die Korrektur der Flugzeit nur in erster Näherung erfolgt. Sie kann als ein Algorithmus interpretiert werden, der die gemessenen Daten in einen neuen Satz von Daten transformiert, der in einem virtuellen Setup gemessen wurde, in dem der Projektilstrahl senkrecht zur Spektrometerachse liegt. Dies erlaubt eine Vergrößerung des Gaszellenvolumens und damit eine höhere Nachweisempfindlichkeit ohne Verschlechterung der Massenauflösung. Zu einer ausführlichen Beschreibung der Transformation sei auf [3,5] hingewiesen.

Als Projektil dient hier $H^0(150\text{keV}, \theta_p=42^\circ)$. Das Spektrometer ist mit 70% He, 15% Ne (d.h. 13.6% ^{20}Ne und 1.3% ^{22}Ne) und 15% Ar bis zu einem Gesamtdruck von 10^{-5} mbar gefüllt. Das Projektil liegt in der XZ-Ebene, die vom Projektil mit der Oberflächen-Normalen (Winkel θ_p zueinander) aufgespannt wird (Y liegt senkrecht dazu). Abb.1 präsentiert die gemessenen $x(T)$ -Kurven und deren Projektion auf die Flugzeitachse, das herkömmliche Flugzeitspektrum. Deutlich sind die Kurven zu erkennen, die zu $^4\text{He}^+$, $^{20}\text{Ne}^+$, $^{22}\text{Ne}^+$, $^{40}\text{Ar}^+$ und sogar deren höheren Ladungszuständen gehören. Die Linienbreite ist bedingt durch die thermische Bewegung der Gasmoleküle und den von Null verschiedenen Strahldurchmesser (ca. 10^{-2} cm). Jeder Punkt gehört zum Nachweis eines Ions in der Projektil-Gas-Kollision. Die schrägen Linien werden von den Gasionen generiert, die vertikalen Linien von den (vom Target emittierten) Sekundärionen, jeweils resultierend in breiten und schmalen TOF-Verteilungen.

Abb. 2 zeigt dieselben Daten wie in Abb. 1 nach der Transformation: Die schrägen und die senkrechten Linien von Abb.1 ergeben nun jeweils senkrechte und schräge Linien. Daher zeigt die Projektion einen breiten und kleinen H^+ -Peak während die Gaspeaks nun sehr schmal und intensiv sind. Kleine Peaks, die sich vorher nur angedeutet haben, wie z.B. $^{22}\text{Ne}^+$, $^{20}\text{Ne}^{++}$ oder He^{++} und $^{22}\text{Ne}^{++}$, sind nun sichtbar. Die experimentellen Ergebnisse zeigen eine dramatische Verbesserung der Massenauflösung bei der Verwendung der XY-TOF-Korrektur. Die Empfindlichkeit kann noch wesentlich durch die Verwendung von Restriktionen in der x- und y-Koordinate gesteigert werden: Alle Ereignisse müssen nahe der YZ-Ebene erfolgen und für positive x.

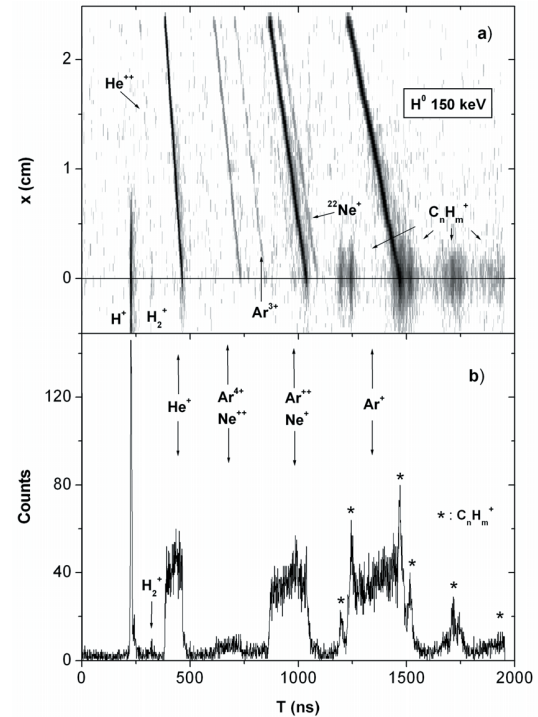


Abb. 1.: Gemessenes $x(T)$ -Spektrum und projizierte TOF.

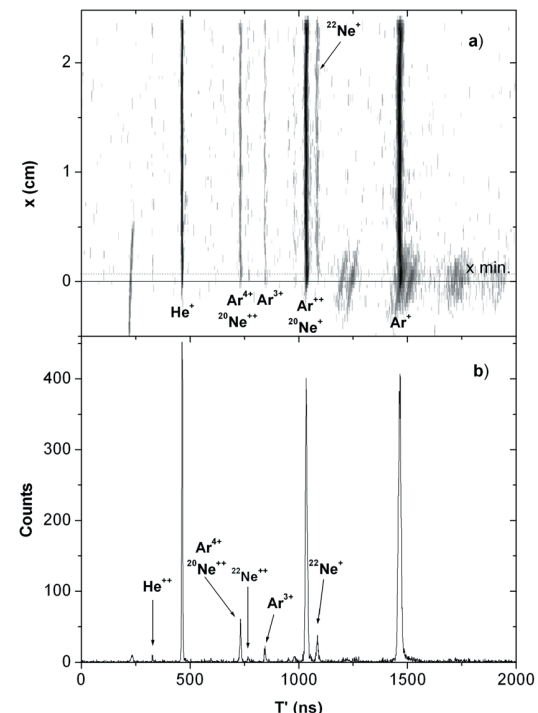


Abb.2: Identische Daten wie in Abb.1, korrigiert nach [3,5].

- [1] T. Jalowy et al., Jahresbericht IKF-60 (1999) S.49.
 - [2] T. Jalowy et al., Jahresbericht IKF-61 (2000) S.49.
 - [3] T. Jalowy et al., submitted to Int. J. of Mass Spectr. (2002).
 - [4] W. C. Wiley et al., Rev. Sci. Instr. 26, 1150 (1955).
 - [5] T. Jalowy, Dissertation in Vorbereitung (2002).
- ¹ Pontificia Universidade Católica, Rio de Janeiro, Brasilien.
[€] DAAD-CAPES-Programm, Willkomm-Stiftung-Frankfurt a. M.

Funktionelle Kernspintomographie – Verlaufsstudie an der cochleaimplantierten kongenital gehörlosen Katze^s

C.Thierfelder^{*}, S.Herminghaus², A.Kral¹, S.Heid¹, J.Tillein¹,
H.Lanfermann², F.E.Zanella², R.Hartmann¹, R.Klinke¹

Ein speziell für die funktionelle Magnetresonanztomographie (fMRI) entwickeltes Elektrostimulationssystem und eine für den Katzenkopf konstruierte Sende-/Empfangsspule erlauben die Darstellung elektrisch evozierter Aktivierungen im auditorischen Kortex von kongenital gehörlosen Katzen (CDC), die mit einer Innenohr-Prothese (Cochlea-Implantat) versorgt wurden [1]. Die CDC gilt als geeignetes Tiermodell für angeborene Gehörlosigkeit beim Menschen [2]. Ihr fehlen zwar jegliche auditorischen Eingänge und das zentrale Hörsystem ist naiv. Doch die Hörnervenfaser bleiben erhalten und sind elektrisch stimulierbar.

Zur chronischen Elektrostimulation des Hörsystems werden den Tieren im Alter von etwa zwölf Wochen Stimulationselektroden in die Cochlea implantiert. Nach der Operation erhalten die Tiere einen speziell für sie entwickelten Signalprozessor, der Umgebungsgeräusche über ein Mikrofon aufnimmt und in geeigneter Weise an die Stimulationselektroden weiterleitet. Von diesem Zeitpunkt an werden die CDC 24h pro Tag mit Schallsignalen versorgt. Das anfangs naive Hörsystem durchläuft von da an eine Reifung, die diese Katzen schließlich zu komplexerer Schallanalyse als Leistung des zentralen Hörsystems befähigt [3].

Zur Untersuchung kortikaler Reifung naiver Hörsysteme wurde Hirnaktivität im Rahmen von Verlaufsstudien an chronisch stimulierten CDCs mit fMRI dargestellt.

Als Korrelat elektrisch evozierter, auditorischer Aktivierungen wurde die Anzahl aktiver Voxel bestimmt. Die Abhängigkeit der Aktivität von der elektrischen Reizintensität wurde relativ durch den Kontralateralitätsindex (CL = Verhältnis aus kontralateraler Aktivität und der Summe aus kontralateraler und ipsilateraler Aktivität) ausgewertet, um die Ergebnisse mit ähnlichen Untersuchungen bei akustischer Stimulation am Menschen zu vergleichen.

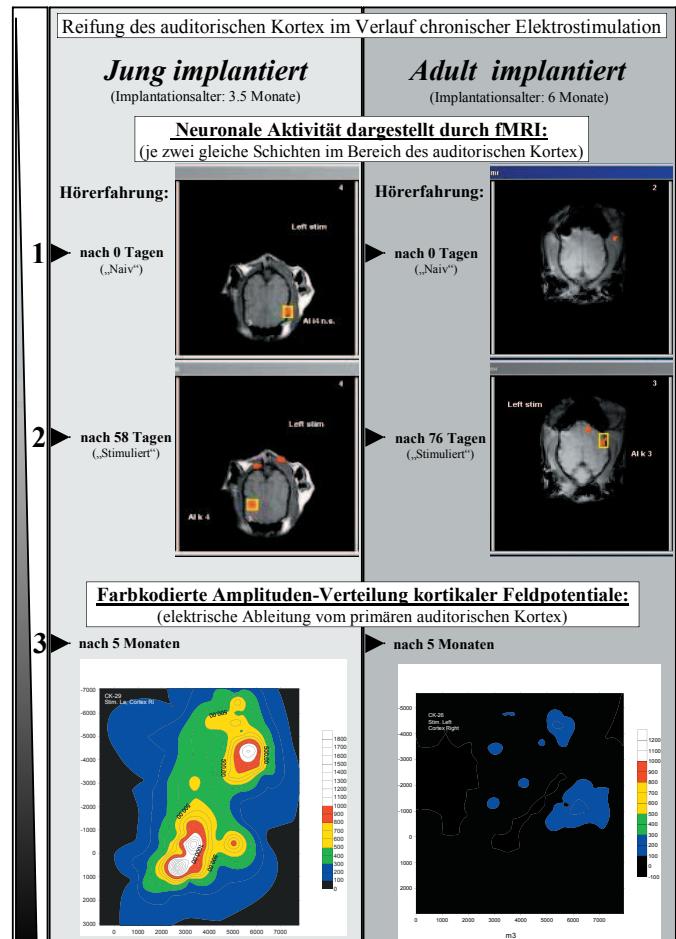
Analog zur Zunahme von CL mit der akustischen Reizintensität beim Menschen [4] wächst CL auch signifikant bei elektrischer Reizung der Katze. Beide Werte der Steigungen der Regressionsgeraden stimmen etwa überein, wenn man die für elektrische (1.37%/dB) und akustische (0.37%/dB) Reizungen des Hörnervens unterschiedlichen Dynamikbereiche berücksichtigt (ca. 10dB vs. 40dB).

Sowohl die Amplituden als auch die Flächen von aus dem primären auditorischen Kortex abgeleiteten Feldpotentialen wachen mit der Dauer der chronischen, elektrischen Cochlea-Stimulation von CDCs [3]. Weiterhin fällt dieser Amplituden- und Flächenzuwachs um so größer aus, je früher die Implantation erfolgte (Abb.1, [5]).

Aus den Aktivierungsumfängen wurden zur Untersuchung kortikaler Reifungsprozesse für ein jung (3.5 Monate) und ein adult (6 Monate) implantiertes Tier die CL-Werte berechnet. Für beide Tiere war CL der ersten, naiven Messung nahezu gleich (0.0 vs. 0.3). Mit der Dauer der chronischen Elektrostimulation (58d vs. 76d) änderte sich der Wert für die adult implantierte Katze kaum (0.15), während er für das jung implantierte auf CL=1 stieg.

Unter der Voraussetzung, daß der kontralaterale auditorische

Kortex für die Reifung des naiven Hörsystems der CDCs eine



größere Rolle spielt als der ipsilaterale, sprechen diese Ergebnisse für ein altersabhängiges Reifungsvermögen zum Vorteil eines frühestmöglichen Implantationszeitpunktes.

Abb.1: Naiv (ohne Hörerfahrung): Im Gegensatz zu einer adult implantierten CDC [1, re] konnte bei einer jung implantierten [1, li] während elektrischer Stimulation der Cochlea Aktivität im ipsilateralen auditorischen Kortex (AK) durch fMRI nachgewiesen werden. Stimuliert (mind. 2 Monate Hörerfahrung): Während beim adult implantierten Tier der kontralaterale AK nur leicht aktiviert wurde (übereinstimmende Ergebnisse aus fMRI [2, re] und der Ableitung kortikaler Feldpotentiale [3, re]), kam es dagegen bei der jung implantierten CDC in der fMRI zu starker Aktivität im AK [2, li], diesmal kontralateral, und vor allem zu einer massiven Vergrößerung der aktiven Flächen und Amplituden bei Feldpotential-Ableitungen [3, li].

Referenzen:

- [1] Thierfelder et al., Abstr. Assoc. Res. Otolaryngol., 2000, 813
- [2] Heid et al., Hear. Res., 1998, 101
- [3] Klinke et al., Science 285, 1729
- [4] Hart et al., Abstr. Assoc. Res. Otolaryngol., 2001, 655
- [5] Kral, A., Abstr. Assoc. Res. Otolaryngol., 2001, 455

^{*} Institut für Kernphysik und Physiologisches Institut II der Universität Frankfurt

¹ Physiologisches Institut II, Universitätsklinik Frankfurt

² Institut für Neuroradiologie, Universitätsklinik Frankfurt

^s Graduiertenkolleg *Neuronale Plastizität* und SFB 269.

Entwicklung eines kühlbaren Probenhalters für die Ionenimplantation

M. Rudolphi, H. Baumann, K. Bethge

Bei der Materialmodifikation oder -synthese mit Ionenstrahlen im keV-Bereich kann sich je nach gewählter Ionenenergie und Ionenstromdichte die zu implantierende Probe weit über Raumtemperatur aufheizen (mehrere 100°C), wenn sie auf einem ungekühlten Probenhalter befestigt ist. Die Probentemperatur kann daher starke Auswirkungen auf das Resultat der Implantation haben. So können Diffusionsprozesse auftreten mit der Folge, dass die erforderliche Konzentration für das implantierte Element nicht erreicht werden kann.

Für den 60kV-Implanter des IKF wurde ein kühlbarer Probenhalter entwickelt, der einen guten Wärmeübergang zwischen Kühlmedium und Probenunterlage (Kupferblock, siehe Abb. 2a) ermöglicht.

Der Probenhalter (Abb. 1a) ist mit einer vakuumdichten Schiebedurchführung (Abb. 1b) versehen, die das Einfahren der Probe durch eine Schleuse in die Implantationskammer und somit einen schnellen Probenwechsel ermöglicht. Die Hochvakuumdichtung der Schiebedurchführung erfolgt durch zwei O-Ringe im Abstand von 10cm. Der Raum zwischen den beiden O-Ringen wird mit einer Vorpumpe auf einen Druck von $1 \cdot 10^{-2}$ hPa evakuiert. Zusammen mit einer LN₂-Kühlfalle, die den Probenhalter umgibt, wird so ein Basisdruck von $5 \cdot 10^{-8}$ hPa in der Implantationskammer erreicht.

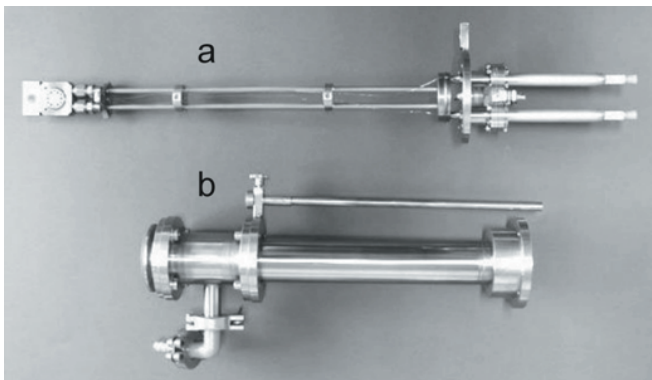


Abbildung 1: Foto des kühlbaren Probenhalters (a) mit vakuumdichter Schiebedurchführung (b).

Die Schiebedurchführung besteht aus einem dünnwandigen Rohr, in dessen Innenraum die Rohrleitungen für die Kühlflüssigkeit verlaufen. Über Swagelok-Verbindungen sind die Rohrleitungen hochvakuumdicht mit dem Kühlkanal verbunden, der den Kupferblock umschließt (siehe Abb. 2a), auf dem die Probe befestigt wird.

Die Kühlflüssigkeit steht in direktem Kontakt mit dem Kupferblock und gewährleistet einen optimalen Wärmetransport zwischen Kühlflüssigkeit und Kupferblock.

Als Kühlflüssigkeit wird bislang Methanol verwendet, dessen Temperatur mit einem Kryostaten in einem Bereich von -40°C bis +30°C gewählt werden kann. Die Konstruktion des Probenhalters erlaubt aber auch die Kühlung mit flüssiger Luft oder anderen flüssigen Kühlmitteln.

Die zu implantierende Probe wird mit einem Überwurfring mit kreisförmiger Öffnung ($\varnothing=7$ mm) auf dem Kupferblock befestigt. Um die Wärmeleitung zwischen der Probe und dem Kupferblock zu verbessern, kann eine dünne Indium-Folie zwischen die Probe und den Kupferblock gelegt werden, oder die Probe mit Leitsilber auf dem Kupferblock aufgebracht werden.

Die Temperatur des Kupferblocks wird während der Implantation mit einem temperaturabhängigen Widerstand (Typ PT100) gemessen, der an der Rückseite des Kupferblocks befestigt ist (siehe Abb. 2b). Die Messleitungen des Widerstands sind über zwei LEMO-Buchsen nach außen geführt.

Am unteren Ende des Probenhalters ist ein Edelstahl-Blech als „Strahlstop“ angebracht. Der Ionenstrahl kann hier zunächst auf die gewünschte Stromdichte eingestellt werden, bevor die Probe in den Strahl eingefahren wird.

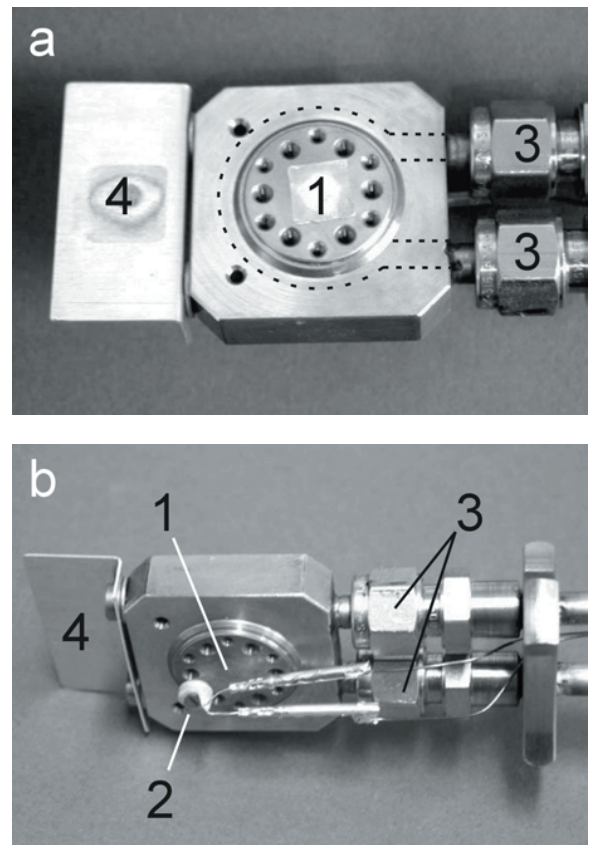


Abbildung 2: Foto des kühlbaren Kupferblocks (1) der als Probenunterlage dient (a: Aufsicht, b: Seitenansicht). Die Probe wird mittels eines Überwurfrings mit Schrauben auf dem Kupferblock befestigt. Der Kühlkanal (gestrichelt angedeutet) verläuft direkt um den Kupferblock. Das Gehäuse um den Kühlkanal ist mit Swagelok-Verbindungen (3) an die Rohrleitungen angeschlossen. Der PT100-Widerstand (2) und das Stahlblech zum Einstellen des Strahls (4) sind ebenfalls zu sehen.

Aufbau und Entwicklung eines Gastargets aus metastabilem, spinpolarisiertem He*

T. Jahnke¹, O. Hohn¹, S. Schöbeler¹, S. Schwientek¹, C. Wimmer¹,
A. Bräuning-Demian², C. Penache¹, L. Spielberger¹, R. Dörner¹ und H. Schmidt-Böcking¹

¹J.W.Goethe-Universität, Frankfurt am Main; ²GSI, Darmstadt

Gastargets aus Atomen mit polarisiertem Elektronenspin sind von großem Interesse für die atomphysikalische Grundlagenforschung, da sie einen sehr definierten Anfangszustand für ein Experiment bereitstellen. Sogenannte "quantenmechanisch vollständige" Experimente [1] sind mit einem solchen Target durchführbar.

Ein mögliches spinpolarisiertes Target stellt Helium im 2^3S_1 -Zustand dar, dessen beide Elektronenspins parallel zueinander ausgerichtet sind. Die Lebenszeit dieses Zustandes beträgt 7900s, da er, entsprechend der atomaren Auswahlregeln, metastabil ist.

Im vorliegenden Aufbau wird Helium im 2^3S_1 -Zustand in einer Mikroentladung erzeugt, wobei hierzu eine Mikrostrukturelektrode (MSE) [2 und die darin enthaltenen Referenzen] zum Einsatz kommt. Des weiteren dient die MSE außerdem als Düse für eine adiabatische Überschallexpansion. Durch einen in Form eines Hexapols realisierten Separationsmagneten wird der gewünschte Zustand aus dem restlichen "Plasmajet" herausgelenkt und auf einen Punkt fokussiert. Eine Skizze des Aufbaus ist in Abb. 1 zu sehen.

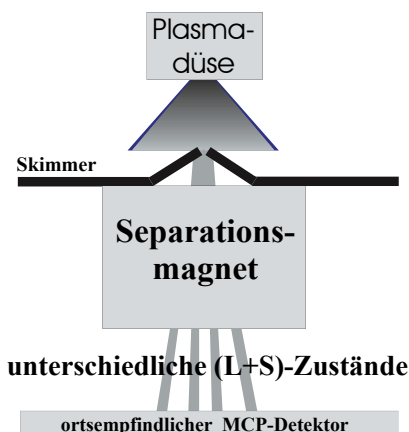


Abb.1: Der experimentelle Aufbau in der Übersicht.

Die gesamte Quelle ist auf eine Temperatur von 77K heruntergekühlt, um einerseits eine Separation überhaupt zu ermöglichen und andererseits die Qualität des erzeugten Strahls zu erhöhen. Eine detaillierte Beschreibung des Aufbaus und des Separationsprinzips findet sich in [3].

Abbildung 2 zeigt die Ausbeute an spinpolarisiertem Helium mit Spin (down,down) in Abhängigkeit vom Plasmastrom und vom Quellendruck. Die Absolutwerte der Ausbeute beziehen sich auf einen bei der Messung vorliegenden Abstand von 15 mm zwischen Düse und Skimmer, so daß sich die Ausbeute noch entsprechend des Raumwinkels erhöht oder erniedrigt. Zu sehen ist, daß die Ausbeute an spinpolarisiertem Helium bereits für sehr niedrige Plasmaströme in Sättigung geht. Ein einfaches Modell des Plasmas und der Expansion des Gases in das Vakuum [3] zeigen, daß der Vernichtungsprozeß im

Expansionsbereich vermutlich die Gesamtausbeute dominiert und für die sehr schnelle Sättigung der Ausbeute sorgt.

Die Abnahme der Ausbeute mit steigendem Druck scheint, wie Messungen ohne Plasma und mit einem "Beamdump" ergeben haben, unter anderem am Zusammenbruch des Supersonic Jet bei höheren Drücken zu liegen. Dies alleine kann allerdings eine so starke Abnahme nicht erklären, so daß vermutlich auch Plasmaeffekte eine Rolle spielen. Es ändert sich mit steigendem Druck z.B. der Raumbereich, in dem das Plasma brennt. Genauso nimmt im Allgemeinen die Elektronentemperatur innerhalb eines Plasmas mit steigendem Druck ab.

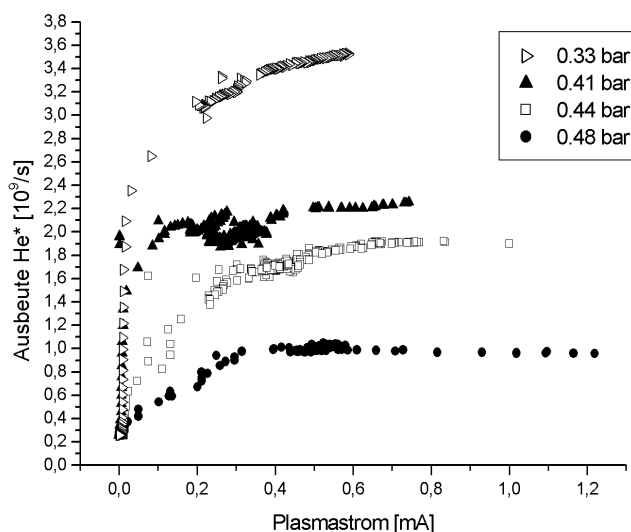


Abb. 2: Die Ausbeute an $^3S_1\text{-He}^*$ (down,down) in Abhängigkeit vom Quellendruck und vom Plasmastrom.

Berücksichtigt man alle drei Tripletzustände, so erhält man einen raumwinkelnormierten Gesamtfluß an $^3S_1\text{-He}$ -Atomen von $8 \times 10^{13} \text{sr}^{-1}$. Dieser Wert ist in etwa um einen Faktor 10 niedriger als der von Hochleistungsquellen anderen Typs [4]. Da allerdings die fokussierende Abbildungseigenschaft des Separations-Hexapols im Experiment beobachtet werden konnte, ist zu vermuten, daß die Qualität des Strahls sehr gut ist. Die longitudinale Geschwindigkeitsverteilung ist also vermutlich vergleichbar mit der eines gewöhnlichen Überschalljets. Konkrete Messungen in naher Zukunft werden dies zeigen.

References

- [1] H. Klar and H. Kleinpoppen, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **15**, p. 933 (1982).
- [2] O. Hohn et al., IKF-Jahresbericht (2000)
- [3] T. Jahnke, Diplomarbeit, IKF (2002)
- [4] R. Weis, C. Winkler and R. W. Schrittwieser, Plasma Sources Sci. Technol. **6** (1997) 247-249

Untersuchung der Ionenausbeute aus einer MSE-unterstützten Hochdruckgasentladung

S. Schößler^{*1}, O. Hohn¹, T. Jahnke¹, S. Schwientek¹, C. Wimmer¹,
A. Bräuning-Demian², C. Penache¹, L. Spielberger, R. Dörner¹, H. Schmidt-Böcking¹
¹ Institut für Kernphysik, Frankfurt am Main; ² Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt
^{*} schoessler@hsb.uni-frankfurt.de

Mit Hilfe der in [1] beschriebenen Mikrostrukturelektroden (MSE) lassen sich Gasentladungen bei hohen Drücken erzeugen. Bei den MSE handelt es sich um Mehrschichtsysteme aus einem 100-250 μm dicken Isolator mit beidseitigen Metallelektroden, in die eine Pore von ca. 100 μm Durchmesser eingebracht wird. Durch Anlegen einer Gleichspannung von einigen 100 V zwischen den Elektroden läßt sich in diesem Loch eine stabile Gasentladung bei Gasdrücken von bis zu mehreren bar zünden. Dabei entstehen im Plasma sowohl angeregte und metastabile Atome [3] als auch Ionen.

Um die Ionenausbeute aus einer solchen MSE-unterstützten Gasentladung zu untersuchen, wurde - basierend auf dem Prinzip des „Plasma Jets“ ([2]) - eine einfache Ionenquelle entwickelt. Das Konzept wird in [4] näher erläutert. Es wurde ein coaxialer Aufbau gewählt, bei dem die Außenhülle der Quelle geerdet ist.

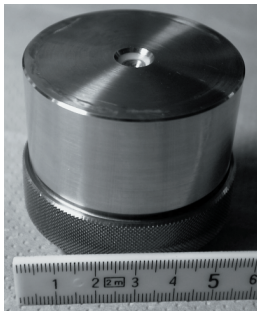


Abbildung 1: Außenansicht der Quelle (\varnothing 55 mm). Die MSE ist so montiert, daß der Ionenstrahl durch die oben sichtbare Öffnung austritt.

Inzwischen wurde die Quelle aufgebaut (siehe Abb. 1) und getestet. Wie Abbildung 2 zeigt, eignet sich die gewählte einfache Extraktionselektroden-Geometrie zur Formung des Ionenstrahls: ohne Extraktion zeigt sich eine diffuse Leuchterscheinung (links), mit zunehmender Extraktionsspannung bildet sich ein sehr feiner Ionenstrahl aus.

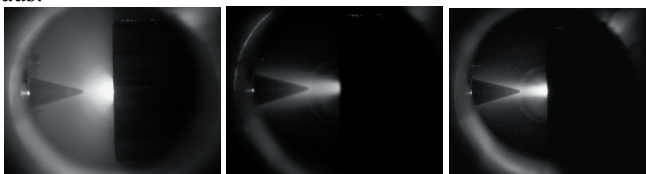


Abbildung 2: Einfluß der Extraktionsspannung auf die Strahlformierung (links 0V, Mitte einige 100 V, rechts ca. 2kV). Jeweils links im Bild sieht man den Skimmer als Spitze, recht die zylinderförmige Quelle.

In einem Abstand von 10-20mm vor der Ionenquelle ist ein Skimmer angebracht, der aus dem Plasma Jet einen Strahl herausschält und die Plasmakammer vom Hochvakuum des Strahlrohrs trennt.

Zur Untersuchung der Ausbeute ohne Beschleunigung der Ionen wird direkt hinter dem Skimmer ein Quadrupol-Massenspektrometer installiert. Dessen eingebaute Ionenquelle ist deaktiviert, so daß nur die im Plasma

erzeugten Ionen, die durch die starke Gasströmung aus der Pore transportiert werden, nachgewiesen werden.

Abbildung 3 zeigt ein typisches auf diese Weise gewonnenes Spektrum (Betrieb mit 0.65 bar N_2 , Druck in der Expansionskammer 10^{-3} mbar, 0.5 mA Plasmastrom). Die auftretenden Metallionen entstehen durch Sputtern an den Elektroden (Cu^+) sowie dem Quellengehäuse aus Edelstahl (Fe^+ , Cr^+).

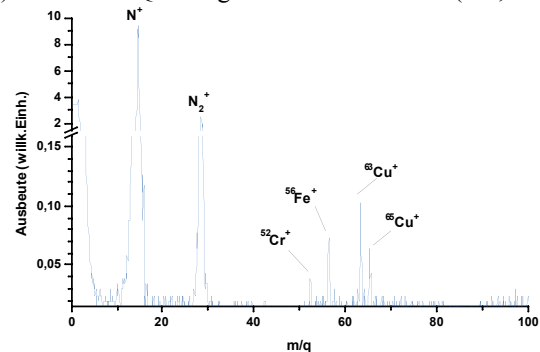


Abbildung 3: Ionenspektrum ohne Extraktion im Betrieb mit N_2

Um die Ionenausbeute bei unterschiedlichen Extraktionsspannungen zu messen, wird alternativ hinter dem Skimmer ein Aufbau mit magnetischem Massenspektrometer verwendet. Ein 90° -Ablenkmagnet erlaubt es, gezielt nur bestimmte m/q -Zustände in einen Faraday-Cup-Detektor abzulenken und dort nachzuweisen.

Neben den in [1] beschriebenen Keramik-MSE mit Kupfer-Elektroden kamen bereits erste Muster von weiterentwickelten MSE mit Wolfram zum Einsatz. Trotz der im Vergleich zur Kupfer-MSE wesentlich dünneren Elektroden (25 μm W statt 200 μm Cu) weisen sie aufgrund der geringeren Sputterraten von Wolfram eine deutlich höhere Lebensdauer auf.

Im Betrieb ließen sich Drücke bis 4 bar sowie Extraktionsspannungen bis 3 kV realisieren. Reine Gase (He , Ne , Ar , N_2) sind ebenso verwendbar wie Mischungen mit z.B. H_2 oder Luft.

Diese ersten Untersuchungen haben gezeigt, daß sich eine Hochdruck-Gasentladung auf der Basis von MSE grundsätzlich als kompakte Ionenquelle für niedrig geladene Ionen eignet. Um jedoch für eine Anwendung in der Praxis geeignet zu sein, muß zum einen die Lebensdauer der MSE noch weiter erhöht werden, zum anderen muß die – für diesen ersten Test bewußt einfach gewählte - Extraktionsgeometrie den jeweiligen Anforderungen entsprechend optimiert werden.

Referenzen:

- [1] O. Hohn et al., Mikro-Struktur-Elektroden zur Erzeugung von Hochdruck DC-Entladungen, IKF-Jahresbericht 2000
- [2] O. Hohn et al., Betrieb einer Mikroentladung mit Gasdurchfluß: Ein Plasmajet, IKF-Jahresbericht 2000
- [3] T. Jahnke et al., Aufbau und Entwicklung eines Gastargets aus metastabilem, spinpolarisierten He^* , IKF-Jahresber. 2001
- [4] S. Schößler et al., Aufbau einer Ionenquelle auf der Basis von MSE-Hochdruckgasentladungen, IKF-Jahresbericht 2000

Betriebsablauf und Neuerungen an den 2,5 MV- und 7,5 MV Van- de- Graaff Beschleunigeranlagen

R. Baumgarten, W. Dilfer, K. Schneider, P. Ziel

Die 2,5 MV-Beschleunigeranlage war im Betriebsjahr 2001 **1800** Stunden in Betrieb.

6 Tanköffnungen waren erforderlich zum Nachstellen und Auswechseln der Hochfrequenz-Ionenquelle. Dabei wurden die Vorratsflaschen der Ionenquellengase nachgefüllt bzw. ausgetauscht, sowie die Versorgungsgeräte für die Fokussierung, Bogen-spannung und des HF-Senders auf ihre Funktionsfähigkeit überprüft. Betrieben wurde die Anlage zwischen 200 kV und 2,2 MV Beschleuniger-spannung mit Atom- und Molekülionen aus den Gasen H_2 , 3He , 4He , ^{14}N , ^{20}Ne und ^{40}Ar .

Die 7,5 MV-Beschleunigeranlage war im Berichtsjahr 2001 **1858** Stunden in Betrieb.

Bei 5 Tanköffnungen wurde die Penning-Ionenquelle gereinigt, die Cu-Anode sandgestrahlt und die Ta-Kathoden ausgetauscht. Die Versorgungsgeräte für das Ionenstrahlinjektionssystem (Extraktion, Einzellinsen und Rohrfokus) wurden getestet und überholt. Verbrauchte Ionenquellengase wurden nachgefüllt bzw. die Vorratsflaschen ausgetauscht. Die Anlage wurde bei Spannungen zwischen 1,8 und 5,8 MV mit Teilchen aus den Gasen H_2 , D_2 , und mit mehrfach positiv geladenen Ionen aus den Gasen 3He , 4He , CO_2 , ^{14}N , ^{15}N , ^{40}Ar und ^{84}Kr betrieben.

Permanent wurden im Betriebsjahr Reparaturen an Drehschieberpumpen, Turbopumpen, Ionengerät-pumpen, Kryopumpen und den zugehörigen Steuergeräten durchgeführt.

Ein neu installiertes Vakuummeßsystem am Hauptpumpsystem des 7,5 MV-Beschleunigers dient zur besseren Überwachung der Funktion der Pumpstände am Beschleunigerrohr und dem Analysiermagneten.

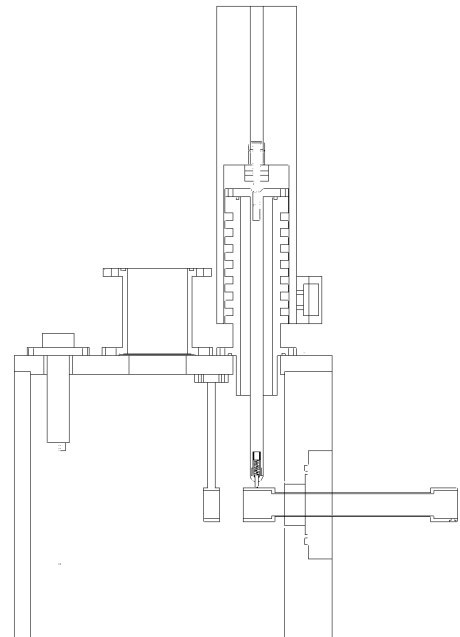


Abb. Umbau der Meßkammer am Kanal 1 des 2,5 MV-Beschleuniger mit Hochspannungsdurchführung und neuem Targetprobenhalter.

Elektronik

W. Amend, N. Bialas*, E. Köhler, W. Meuter, G. Rüschmann
E. Schüßler, M. Urban, P. Ziel**

Die Elektronikgruppe des Instituts bearbeitet folgende Aufgaben:

- Wartung und Reparatur des Bestandes an elektronischem Gerät (Meß- und Steuergeräte, Rechnerperipherie ,etc.).
- Mitarbeit bei der Betreuung des institutsinternen Datennetzes und der Betriebssoftwarewartung.
- Anpassung bestehender Geräte an neue Aufgabenstellungen, Durchführung der notwendigen Umbaumaßnahmen.
- technische Beratung und Unterstützung der Arbeitsgruppen des Instituts bei der Durchführung ihrer Experimente.
- Entwicklung, Bau und Test spezieller Systeme und Geräte, die am Markt nicht erhältlich sind.
- Beschaffung und Lagerhaltung elektronischer und elektromechanischer Bauelemente.

Notwendige Wartungsarbeiten wurden durchgeführt und die Betriebsfähigkeit der Geräte weitgehendst erhalten. Anfallende Reparaturen sind in den meisten Fällen erfolgreich durchgeführt worden.

Kleinere Aufträge zur Anpassung bestehender Geräte, sowie der Bau von Geräten, die keinen wesentlichen Entwicklungsaufwand benötigten, wurden in größerer Anzahl kurzfristig erledigt.

Größere Arbeiten im Berichtszeitraum:

- BEAM-Scanner an der EZR-Anlage
- nA-Meter für Beschleuniger
- Umbau und Test von 'Photomultiplier-Basis'
- Vacuum-Überwachung für Massenspektrometer
- 10 μ A – Stromquelle
- Meßgerät (NIM-Einschub) zur Ladungsbestimmung über eine Zeitmessung
- Begonnen wurde die Entwicklung von Testeinrichtungen im Rahmen der Mitarbeit am ALICE-Projekt.
 - Funktionstest der "Front-End-Card"
 - Systemtest mit bis zu 25 „Front-End-Cards“

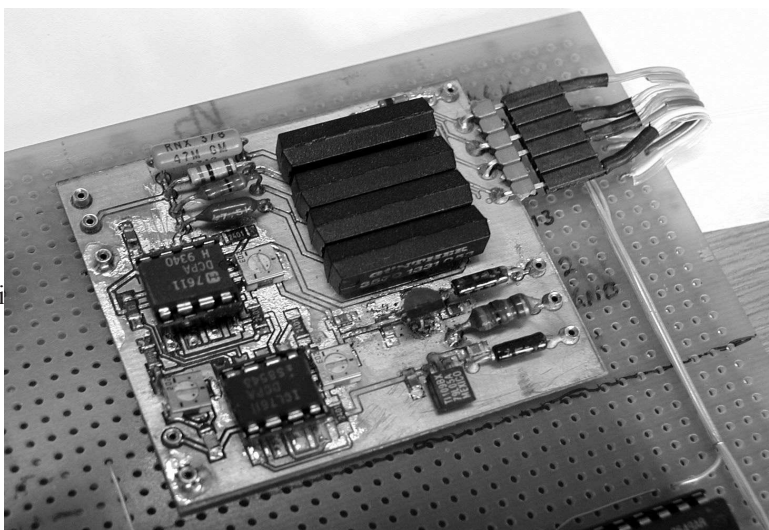
Mitarbeiter der Gruppe waren auch mit Entwicklungen beschäftigt, die am Institut für Aufbauten an anderen Forschungseinrichtungen vorangetrieben wurden (z.B. Experimente in der GSI oder am CERN).

*N. Bialas seit 15. Februar 2001

** P. Ziel zeitweilig

IKF Jahresbericht
Redaktion:
Prof. H. Schmidt-Böckig
P. Seyler-Dielmann

Layout:
C. Freudenberger



Das Foto zeigt eine Teilansicht des BEAM-Scanners

Werkstätten: Feinmechanik, Schlosserei, Schreinerei

B. Chakkalamattath, H. Düring, S. Engel,
W. Gass, J. Kölichhaus, S. Pohlmann, H. Romfeld*, Y. Rippert
Th. Schwab, W. Theisinger, E. Zanger

* bis 16.4.01

Die Werkstätten sind mit einer Vielzahl jener typischen Aufgaben betraut, die sich in einem modernen physikalischen Institut stellen. Vor allem die Herstellung von Experiment-Apparaturen aber auch die Wartung und Instandsetzung von Geräten und Einrichtungen gehören dazu. Die Experimenteinrichtungen werden ihren wissenschaftlich-technischen Anforderungen entsprechend und in enger Zusammenarbeit mit den jeweiligen Physikern spezifiziert, entwickelt und hergestellt.

Im Berichtszeitraum wurden ca. 200 Aufträge ausgeführt.

Berufsausbildung:

Industriemechaniker/Fachrichtung
Geräte- und Feinwerktechnik:

- 1 Auszubildender im 3. Lehrjahr

In Zusammenarbeit mit der Industrie- und Handelskammer in Frankfurt a.M. wurde in unserer Werkstatt der praktische Teil der Zwischenprüfung für Industriemechaniker/ Fachrichtung Geräte- und Feinwerktechnik durchgeführt.

Am 16. April 2001 starb unser Schreinermeister Herr Herwig Romfeld im Alter von 60 Jahren. Herr Romfeld war seit dem 1. April 1973 in unserer Schreinerwerkstatt tätig.



Montage eines COLTRIMS-Systems

Bibliothek

P.Seyler-Dielmann, J.Scheikowski

Der Gesamtbestand der Bibliothek mit 4 Handbibliotheken in den verschiedenen Abteilungen des Institutes war bis zum Jahresende 2001 auf

5 575 *Monographien*
8 521 *Zeitschriftenbände*
13 249 *Berichte*
3 145 *Sonderdrucke*
44 *sonstige Medieneinheiten*

angewachsen. Damit beträgt der Gesamtzuwachs seit 2001 9 Regalmeter.

Es wurden 61 laufende Veröffentlichungen geführt.

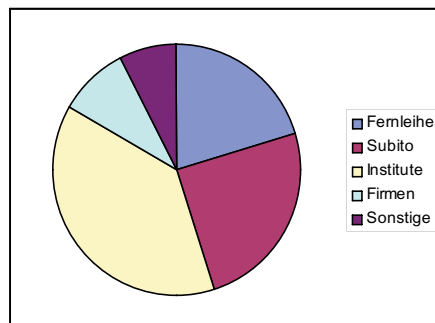
Die *Gesamtausgaben* der Bibliothek betrugen 75 466,- DM.

Davon entfielen auf

Monographien 1 855 - DM (2,5 %)
Zeitschriften 69 795, - DM (92,5 %)
Buchbinder 3 274, - DM (4,3 %)
Sonstige Ausgaben 542, DM (0,7%)

Der *Gesamtwert* der Bibliothek ohne Mobiliar erhöhte sich auf 2 178 321, - DM.

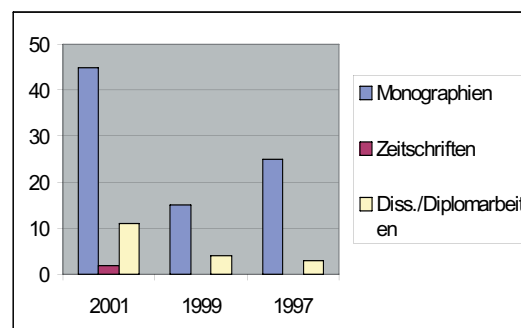
Die Ausgaben im Jahr 2001 sind nahezu identisch mit denen im Jahr 2000. Dies war nur durch drastische Abbestellungen bei den Zeitschriften möglich.

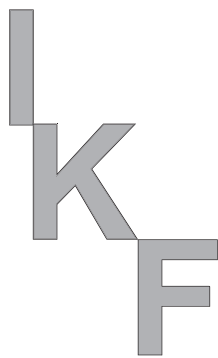


Gestiegen ist die Zahl der Fernleihbestellungen. Insgesamt waren es 185 Bestellungen. Für 83 fielen Gebühren an. 102 Zeitschriftenaufsätze konnten wir kostenlos besorgen. Dabei waren uns andere Institutsbibliotheken, Firmenbibliotheken und andere Forschungseinrichtungen behilflich.

Unsere Revision fand im November 2001 statt.

Verluststatistik





Veröffentlichungen

Konferenzen

Vorträge

Dissertationen

Forschungsaufenthalte

Mitarbeiter

Preisträger

Gäste

Kooperationen

Diplomarbeiten

Adressen

Pressespiegel

Zeitschriftenveröffentlichungen

- M. Achler, V. Mergel, L. Spielberger, R. Dörner, Y. Azuma, H. Schmidt-Böcking
Photo double ionization of He by circular and linear polarized single photon absorption
 J. Phys. B.: At. Mol. Opt. Phys. 34 (2001) 965
- K. H. Ackermann ..., R. Stock, H. Ströbele (STAR-Collab.)
Elliptic flow in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=130\text{GeV}$
 Phys. Rev. Lett. 86(2001) 402
- C. Adler, ..., R. Stock (STAR-Collab.)
Antideuteron and Antihelium production in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=130\text{GeV}$
 Phys. Rev. Lett. 87(2001) 262301-1
- C. Adler, ...R. Stock, H. Ströbele et al. (STAR-Collab.)
Identified particle elliptic flow in Au+Au collisions $\sqrt{s_{NN}}=130\text{GeV}$
 Phys. Rev. Lett. 87(2001) 182301
- C. Adler, ...R. Stock et al. (STAR-Collab.)
Measurement of inclusive antiprotons from Au +Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=130\text{GeV}$
 Phys. Rev. Lett. 87(2001) 262302-1
- C. Adler, ...R. Stock, H. Ströbele et al. (STAR-Collab.)
Midrapidity antiproton-to proton ratio from Au+Au $\sqrt{s_{NN}}=130\text{GeV}$
 Phys. Rev. Lett. 86(2000) 4778
- C. Adler, ...R. Stock, H. Ströbele, et al. (STAR-Collab.)
Multiplicity distribution and spectra of negatively charged hadrons in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=130\text{GeV}$
 Phys. Rev. Lett. 87(2001) 112303
- C. Adler, ...R. Stock, H. Ströbele et al. (STAR-Collab.)
Pion interferometry of $\sqrt{s_{NN}}=130\text{GeV}$ Au+Au collisions at RHIC
 Phys. Rev. Lett. 87(2001) 082301
- S.V. Afanasiev ... R. Stock, H. Ströbele, NA49 Collaboration
Event-by-event fluctuations of the KAON-to-Pion ration in central Pb+Pb collisions at 158 GeV per nucleon
 Phys. Rev. Lett. 86(2001) 1965
- S.V. Afanasiev, M. Gazdzicki et al., NA49 Collab.
Production of multi-strange hyperons and strange resonances in the NA49 experiment
 J. Phys. G 27(2001) 367
- H. Ch. Alt, A. Yu. Egorov, H. Riechert, B. Wiedemann, J. D. Meyer, R. W. Michelmann, K. Bethge
Local vibrational mode absorption of nitrogen in GaAsN layers grown by molecular beam epitaxy
 Physica B 302/303(2001)282
- H. Ch. Alt, A. Yu. Egorov, H. Riechert, J. D. Meyer, B. Wiedemann
Incorporation of nitrogen in GaAsN and InGaAsN alloys investigated by FTIR and NRA
 Physica B 308/310(2001) 877 18/2001
- W. Anwand, G. Brauer, M. Hasegawa, O. Dersch, F. Rauch
A study of positron properties in quartz crystals and synthetic silica glass
 Acta Phys. Pol. A 99(2001) 321
- T. Aumann, A. Leistenschneider, U. Datta Pramanik, K. Boretzky, D. Cortina, J. Cub, W. Dostal, Th. W. Elze, H. Emling, H. Geissel, A. Grünschloß, M. Hellström, R. Holzmann, S. Ilievski, N. Iwasa, M. Kaspar, A. Kleinböhl, J. V. Kratz, R. Kulesa, Y. Leifels, E. Lubkiewicz, G. Münzenberg, P. Reiter, M. Rejmund, C. Scheidenberger, Ch. Schlegel, H. Simon, J. Stroth, K. Sümmerer, E. Wajda, W. Walus, S. Wan
Measurements of the dipole response with radioactive beams
 Nucl. Phys. A 687(2001) 103 c
- J. Bachler, M. Gadzicki et al., NA49 Collab.
Correlations and fluctuations in Pb + Pb collisions
 Nucl. Phys. Proc. Suppl. 92(2001)7
- K. Bange, O. Anderson, F. Rauch, P. Lehuéde, E. Rädlein, N. Tadokoro, P. Mazzoldi, V. Rigato, K. Matsumoto, M. Farnworth
Multi-method characterization of soda-lime glass corrosion. Pt. 1
 Glastechn. Ber. Glass Sci. Technol. 74(2001) 127
- Belle Collaboration, ... S. Lange
Observation of large CP violation in the neutral B meson system
 Phys. Rev. Lett. 87(2001) 091802
- Belle Collaboration, ... S. Lange
Observation of $B \rightarrow J/\psi K_1(1270)$
 Phys. Rev. Lett. 87(2001) 161601
- Belle Collaboration, ... S. Lange
Observation of cabibbo suppressed $B \rightarrow D(^*)K$ -decays at Belle
 Phys. Rev. Lett. 87(2001)111801
- Belle Collaboration, ... S. Lange
Measurements of the branching fraction for $B \rightarrow \eta' K$ and search for $B \rightarrow \eta' \pi^+$
 Phys. Lett. B 517(2001)309
- Belle Collaboration, ... S. Lange
Measurements of the branching fraction for $B \rightarrow \pi\pi, K\pi$ and KK decays
 Phys. Rev. Lett. 87(2001) 101801

- Belle Collaboration, ... S. Lange
Search for direct CP violation in $B \rightarrow K\pi$ decays
 Phys. Rev. D 64(2001)071101
- H. Bräuning, P. H. Mokler, D. Liesen, F. Bosch, B. Franzke, A. Krämer, C. Kozhuharov, T. Ludziejewski, X. Ma, F. Nolden, M. Steck, Th. Stöhlker, and L. Tribedi
Strong Evidence for Multiple Electron Capture from Surfaces in 46 MeV/u Pb^{81+} Collisions with thin Carbon Foils
 Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 991
- K. A. Bugaev, M. Gazdzicki, M. I. Gorenstein
Transverse momentum spectra of J/PSI and PSI-Primemesons from quark gluon plasma hadronization in nuclear collisions
 Phys. Lett. B 523(2001)255
- U. Datta Pramanik, T. Aumann, D. Cortina, H. Emling, H. Geissel, M. Hellstöm, R. Holzmann, N. Iwasa, Y. Leifels, G. Münzenberg, M. Rejmund, C. Scheidenberger, K. Sümmerer, A. Leistenschneider, Th. W. Elze, A. Grünschloss, S. Ilievski, K. Boretzky, J. V. Kratz, R. Kulessa, E. Lubkkiewicz, E. Wajda, W. Walus, P. Reiter, H. Simon
Structure studies of light neutron-rich nuclei
 In: Proc. Int. Symp. on Nucl. Struc. Phys., World Scientific, eds. R. Casten, J. Jolie, U. Kneisl, P. Lieb
- U. Datta Pramanik, T. Aumann, D. Cortina, H. Emling, H. Geissel, M. Hellstöm, R. Holzmann, N. Iwasa, Y. Leifels, G. Münzenberg, M. Rejmund, C. Scheidenberger, K. Sümmerer, A. Leistenschneider, Th. W. Elze, A. Grünschloss, S. Ilievski, K. Boretzky, J. V. Kratz, R. Kulessa, E. Lubkkiewicz, E. Wajda, W. Walus, P. Reiter, H. Simon
Structure of light neutron-rich nuclei through coulomb dissociation
 Pramana J. Phys. 46(2001)285
- D. T. de Paula, T. Aumann, L. F. Canto, B. V. Carlson, H. Emling, M. S. Hussein, LAND Collab.
Anharmonicities of giant dipole excitations
 Phys. Rev. C 64(2002)066646054
- R. Dörner, Th. Weber, M. Weckenbrock, A. Staudte, S. Kammer, H. Schmidt-Böcking, H. Rottke, R. Moshhammer, B. Feuerstein, J. Ullrich
Double ionization in strong laser fields
 In: Photonic electronic and atomic collisions, Book of invited papers, PEAC 2001, Rinton Press
- R. Dörner, Th. Weber, M. Achler, V. Mergel, L. Spielberger, O. Jagutzki, F. Afaneh, M. H. Prior, C. L. Cocke, H. Schmidt-Böcking
3-D coincident imaging spectroscopy for ions and electrons
 In: Imaging in chemical dynamics, Ed. A. Suits, Am. Chem. Soc. (2001) 49
- R. Dörner, T. Weber, H. Giessen, G. Urbasch, M. Vollmer, M. Weckenbrock, A. Staudte, O. Jagutzki, L. Spielberger
Double Ionization in strong fields: Ion momenta and correlated electron momenta
 in Proceedings: Atoms and quantum dots in laser fields: Fundamental processes, Pisa, 2000, published by the Societa Italiana di Fisica. Conference Proceedings 71(2001) 325
- R. Dörner, H. Giessen, R. Moshhammer, H. Rottke
Wenn Licht Atome in Stücke reißt : Elektronenkorrelationen in starken Feldern
 Physikal. Bl. 57(2001) 49
- H. Emling and LAND Collab.
Nuclear structure experiments with unstable fragment beams at GSI
 Prog. Part. Nucl. Phys. 46(2001) 285
- M. Gazdzicki, M. Gorenstein
Charm estimate from the dilepton spectra in nuclear collisions
 J. Phys. G 27(2001) L41
- M. Gazdzicki
Highlights of CERN Workshop on charm production in A+A collisions
 J. Phys. G 27(2001)685
- M. Gazdzicki, M. Gorenstein
Power law in hadron production
 Phys. Lett. B 517(2001)250
- A. L. Giraud, C. Kell, R. Klinke, M. O. Russ, P. Sterzer, C. Thierfelder, C. Preibitsch, A. Kleinschmidt
Dissociating effort and success in speech comprehension and FMRI study
 Neuro Image 13(2001) No. 6
- S. Ilievski, T. Aumann, K. Boretzky, J. Cub, W. Dostal, B. Eberlein, Th. W. Elze, H. Emling, A. Grünschloß, J. Holeczek, R. Holzmann, C. Kozhuharov, J. V. Kratz, R. Kulessa, Y. Leifels, A. Leistenschneider, E. Lubkiewicz, T. Ohtsuki, P. Reiter, H. Simon, K. Stelzer, J. Stroth, A. Surowiec, E. Wajda, W. Walus (LAND Collaboration)
Multi-Phonon giant resonances and coulomb fission of ^{238}U
 Nucl. Phys. A 687 (2001) 178 c
- A. Krämer, Th. Stöhlker, A. Kritzer, H. Reich
Commissioning of a hydrogen cluster target at the ESR storage ring at GSI
 Nucl. Instr. Meth. B 174 (2001) 205
- A. Landers, Th. Weber, I. Ali, A. Cassimi, M. Hattaß, O. Jagutzki, A. Nauert, T. Osipov, A. Staudte, M. Prior, H. Schmidt-Böcking, C. L. Cocke, R. Dörner
Photoelectron diffraction mapping: Molecules illuminated from within
 Phys. Rev. Lett. 87 (2001)013002

A. Leistenschneider, T. Aumann, K. Bortetzky, D. Cortina J. Cub, U. Datta-Pramanik, W. Dostal, Th. W. Elze, H. Emling, H. Geissel, A. Grünschloß, M. Hellster, R. Holzmann, S. Ilievski, N. Iwasa, M. Kaspar, A. Kleinböhl, J. V. Kratz, R. Kulesa, Y. Leifels, E. Lubkiewicz, G. Münzenberg, P. Reiter, M. Rejmund, C. Scheidenberger, C. Schlegel, H. Simon, J. Stroth, K. Sümmerer, E. Wajda, W. Walús, S. Wan

Electromagnetic excitation of neutron-rich oxygen nuclei $^{17+22}\text{O}$

Acta Phys. Pol. B 32(3001)1095

A. Leistenschneider, T. Aumann, K. Bortetzky, D. Cortina J. Cub, U. Datta-Pramanik, W. Dostal, Th. W. Elze, H. Emling, H. Geissel, A. Grünschloß, M. Hellster, R. Holzmann, S. Ilievski, N. Iwasa, M. Kaspar, A. Kleinböhl, J. V. Kratz, R. Kulesa, Y. Leifels, E. Lubkiewicz, G. Münzenberg, P. Reiter, M. Rejmund, C. Scheidenberger, C. Schlegel, H. Simon, J. Stroth, K. Sümmerer, E. Wajda, W. Walús, S. Wan

Photoneutron cross sections for unstable neutron-rich oxygen isotopes

Phys. Rev. Lett. 86(2001) 5442

J. H. McGuire, A. L. Godunov, S. G. Tolmanov, Kh. Shakov, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking, R.M. Dreizler
Time correlation in two-electron transitions produced in fast collisions of atoms with matter and light
Phys. Rev. A 63(2001) 052706-1

J. Maldener, F. Rauch, M. Gavranic, A. Beran
OH absorption coefficients of rutile and cassiterite deduced from nuclear reaction analysis and FTIR spectroscopy

Mineralogy and Petrology 71, 21 (2001)

K. Markenroth, M. Meister, B. Eberlein, D. Aleksandrov, T. Aumann, L. Axelsson, T. Baumann, M. J. G. Borge, L. Chulkov, W. Dostal, Th. W. Elze, H. Emling, H. Geissel, A. Grünschloß, M. Hellström, J. Hoeczek, B. Jonson, J. V. Kratz, R. Kulesa, A. Leistenschneider, I. Murkha, G. Münzenberg, F. Nickel, T. Nilsson, G. Nymann, M. Pfützner, V. Pribora, A. Richter, K. Riisager, C. Scheidenberger, G. Schrieder, H. Simon, J. Stroth, O. Tengbald, M. V. Zhukov

^8He - ^6He : comparative study of nuclear fragmentation reactions

Nucl. Phys. A 679(2001) 462

A. Markwitz, M. Waldschmidt
Uptake of light elements in thin metallic films
Mod. Phys. Lett. B 15(2001) 1382

V. Mergel, R. Dörner, Kh. Khayyat, M. Achler, T. Weber, O. Jagutzki, H. J. Lüdde, C. L. Cocke, H. Schmidt-Böcking
Strong correlations in the He ground state momentum wave function observed in the fully differential momentum distributions for the $p + \text{He}$ transfer ionization process
Phys. Rev. Lett. 86(2001) 2257

V. Mironov, S. Runkel, K. E. Stiebing, O. Hohn, L. Schmidt, H. Schmidt-Böcking, A. Schempp, G. Shirkov
Biased-electrode operation of electron cyclotron resonance ion sources

Rev. Sc. Instrum. 72(2001) 3826

V. Mironov, S. Runkel, K.E. Stiebing, O. Hohn, G. Shirkov, H. Schmidt-Böcking, A. Schempp

Plasma diagnostic at electron cyclotron resonance ion sources by injection of laser ablated fluxes of metal atoms

Rev. Sci. Instrum. 72(2001) 2271

C. Penache, L. Spielberger, D. Penache, H. Schmidt-Böcking

Optical investigations of high pressure glow discharges based on MSE arrays

In: Proceedings of the APP Spring Meeting, Bad Honnef 2001, "Diagnostics of Non-Equilibrium High Pressure Plasmas", Ed. H.F.Döbele, V.Schulz von der Gathen, 2001

H. Rottke, R. Moshhammer, B. Feuerstein, J. Ullrich
Double ionization in strong laser fields

In: Photonic Electronic and Atomic Collisions Proc. ICPEAC, Rinton Press, 2001

R. E. Sah, H. Baumann, M. Mikulla, R. Kiefer, G. Weimann
Thermally induced stress changes in high-density plasma deposited silicon nitride films
Electrochem. Soc. Proc. 2001-7(2001)253

H. Schmidt, G. Borchardt, H. Baumann, S. Weber, S. Scherer, A. Müller, Y. Bill
Tracer self-diffusion studies in amorphous Si-(B)-C-N ceramics using ion implantation and SIMS
Defect and Diffusion Forum 194/199/(2001)941

H. Schmidt-Böcking, V. Mergel, R. Dörner, O. Jagutzki, L. Schmidt, Th. Weber, C. L. Cocke, H. J. Lüdde, E. Weigold, Yu. V. Popov, H. Cederquist, H. T. Schmidt, R. Schuch, Y. Berakdar

Experimental investigation of the asymptotic momentum wave function of the He ground state

ICPEAC Satellite, Rolla (2001)

U. Spillmann, O. Jagutzki, L. Spielberger, R. Dörner, V. Mergel, K. Ullmann-Pfleger, H. Schmidt-Böcking
A novel delay-line anode design for position and time sensitive read-out of MCP-based detectors
Phys. Scrip. 92(2001)225

A. Staudte, Th. Weber, H. Giessen, G. Urbasch, M. Vollmer, M. Weckenbrock, O. Jagutzki, L. Spielberger, R. Dörner

Double ionization in strong fields: ion momenta and correlated electron momenta

In: Super-intense Laser Atom Phys., Ed. B.Priaux et al., Kluwer Acad. (2001) 15

Th. Stöhlker, X. Ma, T. Ludziejewski, H. F. Beyer,
F. Bosch, O. Brinzanescu, R. W. Dunford, J. Eichler,
S. Hagmann, A. Ichihara, C. Kozhuharov, A. Krämer,
D. Liesen, P. H. Mokler, Z. Stachura, P. Swiat, A. Warczak
**Near-threshold photoionization of hydrogenlike Uranium
studied in ion-atom collisions via the time-reversed
process**
Phys. Rev. Lett. 86(2001)983

C. Sturm, I. Böttcher, M. Debowski, A. Förster, E. Grosse,
P. Koczon, B. Kohlmeier, F. Laue, M. Mang, L. Naumann,
H. Oeschler, F. Pühlhofer, E. Schwab, P. Senger, Y. Shin,
J. Speer, H. Stroumlbrlr, G. Surowka, F. Uhlig, A. Wagner,
W. Walus
**Evidence for a soft nuclear equation-of-state from kaon-
production in heavy ion collisions**
Phys. Rev. Lett. 86(2001)39

Th. Weber, Kh. Khayyat, R. Dörner, V. D. Rodriguez,
V. Mergel, O. Jagutzki, L. Schmidt, K. A. Müller, F. Afaneh,
A. Gonzales, H. Schmidt-Böcking
**Abrupt rise of the longitudinal recoil ion momentum
distribution for ionizing collisions**
Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 224

Th. Weber, M. Weckenbrock, A. Staudte, M. Hattass,
L. Spielberger, O. Jagutzki, V. Mergel, H. Schmidt-Böcking,
G. Urbasch, H. W. Giessen, H. Bräuning,
C. L. Cocke, M. H. Prior, R. Dörner
**Atomic dynamics in single and multiphoton double
ionization: An experimental comparison**
Opt. Express 8(2001) 368

Th. Weber, O. Jagutzki, M. Hattass, A. Staudte, A. Nauert,
L. Schmidt, M. H. Prior, A. L. Landers,
A. Bräuning-Demian, H. Bräuning, C. L. Cocke, T. Osipov,
I. Ali, R. Diez Muino, D. Rolles, F. J. Garcia de Abajo,
C. S. Fadley, M. A. Van Hove, A. Cassimi,
H. Schmidt-Böcking, R. Dörner
**K-Shell photoionization of CO and N₂: Is there a link
between the photoelectron angular distribution and the
molecular decay dynamics?**
J. Phys. B 34 (2001) 3669

M. Weckenbrock, M. Hattass, A. Czasch, O. Jagutzki,
Th. Weber, H. Roskos, T. Löffler, M. Thomson, R. Dörner
**Experimental evidence for electron repulsion ion
multiphoton double ionization**
J. Phys. B 34(2001) L449

B. Wiedemann, J. D. Meyer, D. Jockel, H. C. Freyhardt,
B. Birkmann, G. Müller
**Spark-source mass spectrometric assessment of silicon
concentrations in silicon-doped GaAs single crystals**
Fresenius J. Anal. Chem. 370(2001)541

Preprints und Berichte

A. Leistenschneider, T. Aumann, K. Boretzky, D. Cortina,
J. Cub, U. Datta Pramanik, W. Dostal, Th. W. Elze,
H. Emling, H. Geissel, A. Grünschloß, M. Hellström,
R. Holtzmann, S. Ilievski, N. Iwasa, M. Kaspar,
A. Kleinböhl, J. V. Kratz, R. Kulesa, Y. Leifels,
E. Lubkiewicz, G. Münzenberg, P. Reiter, M. Rejmund,
C. Scheidenberg, C. Schlegel, H. Simon, J. Stroth,
K. Sümmerer, E. Wajda, W. Walus, S. Wan
**Photo-Neutron cross sections for unstable neutron-rich
oxygen isotopes**
GSI-Preprint 2001-11

Konferenzbeiträge und Vorträge 2001

AAP Spring Meeting 2001, "Diagnostic of Non-Equilibrium High Pressure Plasmas", Bad Honnef, 2001

C. Penache, L. Spielberger, D. Penache, O. Hohn, H. Schmidt-Böcking

Optical investigations of high pressure glow discharges based on MSE arrays

28th IEEE Int. Conf. on Plasma Science, ICOPS-2001, Las Vegas, USA 2001

C. Penache, A. Bräuning-Demian, M. Miclea, U. Ernst, D. Penache, H. Schmidt-Böcking

Plasma parameters of MSE sustained high pressure glow discharges

Quark Matter 2001, Brookhaven National Laboratory (BNL), Long Island, USA

R. Stock

Student lecture on hadronization and statistics

Intern. Workshop on Nuclear Physics with RIB, Lanzhou, China, 2001

T. Aumann

Nuclear structure of light neutron-rich nuclei investigated via reactions with fast secondary beams

2001 MRS Fall Meeting, Symposium I: GaN and Related Alloys, Boston

H. Ch. Alt, A. Yu. Egorov, H. Riechert, J. D. Meyer, B. Wiedemann

Study of the local environment of nitrogen in InGaAsN

3rd International Conference on Exotic Nuclei and Atomic Masses, Hämeenlinna, Finland, 2001

T. Aumann, K. Boretzky, D. Cortina, U. Datta Pramanik, Th. W. Elze, H. Emling, H. Geissel, A. Grünschloss, M. Hellström, S. Ilievski, N. Iwasa, J. V. Kratz, R. Kulesa, Y. Leifels, A. Leistenschneider, E. Lubkiewicz, G. Münzenberg, P. Reiter, C. Scheidenberger, C. Schlegel, H. Simon, K. Sümmerer, E. Wajda, W. Walus

The dipole response of nuclei with large neutron excess

M. Meister, D. Aleksandrov, T. Aumann, L. Axelsson, T. Baumann, M. J.G. Borge, L. V. Chulkov, W. Dostal, B. Eberlein, Th. W. Elze, H. Emling, C. Forssén, H. Geissel, A. Grünschloss, M. Hellström, R. Holzmann, B. Jonson, J. V. Kratz, R. Kulesa, A. Leistenschneider, K. Markenroth, I. Mukha, G. Münzenberger, G. Schrieder, H. Simon, O. Tengblad, M. V. Zhukov

Low-lying resonance states in ^7He

M. Meister, D. Aleksandrov, T. Aumann, L. Axelsson, T. Baumann, M. J.G. Borge, L. V. Chulkov, W. Dostal, B. Eberlein, Th. W. Elze, H. Emling, H. Geissel, A. Grünschloss, M. Hellström, J. Holeczek, R. Holzmann, B. Jonson, J. V. Kratz, G. Kraus, R. Kulesa, Y. Leifels, A. Leistenschneider, K. Markenroth, I. Mukha, G. Münzenberger, F. Nickel, G. Schrieder, H. Simon, J. Stroth, A. Surowiec, O. Tengblad, M. V. Zhukov

^6He , ^8He : a comparative study of fragmentation reactions

H. Scheit, P. Adrich, D. Aubert, T. Aumann, K. Boretzky, D. Cortina, U. Datta Pramanik, Th. W. Elze, H. Emling, H. Geissel, C. Sümmerer, A. Wagner, E. Wajda, W. Walus

Development of quadrupole collectivity in the neutron-rich Se, Ge, Zn, and Ni isotopes

Intern. Symposium on Nuclear Physics, Göttingen, Germany, 2001

U. Datta Pramanik, T. Aumann, K. Boretzky, D. Cortina, Th. W. Elze, H. Emling, H. Geissel, A. Grünschloss, M. Hellström, R. Holzmann, S. Ilievski, N. Iwasam, J. V. Kratz, R. Kulesa, Y. Leifels, A. Leistenschneider, E. Lubkiewicz, G. Münzenberg, P. Reiter, M. Rejmund, C. Scheidenberger, H. Simon, K. Sümmerer, E. Wajda, W. Walus

Structure studies of light neutron-rich nuclei

Workshop on Direct Reactions with Exotic Beams, Orsay, France, 2001

T. Aumann

Dipole excitations in exotic nuclei

Yukawa Intern. Seminar on Physics of Unstable Nuclei, Kyoto, Japan 2001

U. Datta Pramanik, T. Aumann, K. Boretzky, D. Cortina, J. Cub, Th. W. Elze, H. Emling, H. Geissel, A. Grünschloss, M. Hellström, R. Holzmann, S. Ilievski, N. Iwasa, J. V. Kratz, R. Kulesa, Y. Leifels, A. Leistenschneider, E. Lubkiewicz, G. Münzenberg, P. Reiter, M. Rejmund, C. Scheidenberger, Ch. Schlegel, H. Simon, K. Sümmerer, E. Wajda, W. Walus

Structure and reaction studies of loosely bound nuclei using radioactive beams

European Summer School on Experimental Nuclear, Sicily, Italy, 2001

U. Datta Pramanik

Coulomb dissociation of loosely bound nuclei and its astrophysical implications

XXIV Brazilian Workshop on Nuclear Physics, Aguas de Lindoia, Brazil, 2001

H. Emling

Experiments with radioactive Ion Beams at GSI

Intern. Workshop on production of Radioactive Ion Beams, PRORIB, Puri, India, 2001

H. Emling

Nuclear Reactions with rare isotop beams at GSI

34. Diskussionstagung der DGMS, TU München, 4.3.-7.3.2001

B. Wiedemann, H. Ch. Alt, J. D. Meyer, K. Bethge
Stickstoff-Konzentrationen in massivem und epitaktischem GaAs

Kernphysikseminar, Schleching, Deutschland, März 2001

R. Stock

Das Hagedorn-Modell

40th Schladming Winter School, Dense Matter, Schladming, Austria, March 3-10, 2001

M. Gazdzicki

Energy dependence of pion and strangeness production as a signal of transition to QGP

French-German Crystal Growth Meeting 2001, Seeheim-Jugenheim, Germany, March 6-7, 2001

B. Wiedemann, J. D. Meyer, H. C. Alt

Nitrogen concentrations in compact and repitaxial nitrogen doped gallium arsenide

B. Wiedemann, J. D. Meyer, D. Jockel, H. C. Freyhardt, B. Birkmann, G. Müller

Silicon concentrations in silicon doped gallium arsenide single crystals

Indirect CP Violation Meeting, KEK, Tsukuba, Japan 23.3.2001

S. Lange

EPR Correlations in dilepton events status report

Frühjahrstagung des Fachverbandes Hadronen und Kerne der DPG, Universität Erlangen, 19.-23.3.2001

T. Aumann, K. Boretzky, D. Cortina, U. Datta Pramanik, Th. W.Elze, H. Emling, H. Geissel, A. Grünschloss, M. Hellstroem, R. Holzmann, S. Ilievski, J. V. Kratz, R. Kulessa, Y. Leifels, A. Leistenschneider, E. Lubkiewicz, G. Muenzenberg, P. Reiter, C. Scheidenberger, C. Schlegel, H. Simon, J. Stroth, K. Suemmerer, E. Wajda, W. Walus, S. Wan

Dipolstärkeverteilung in neutronenreichen exotischen Kernen

Verhandl. DPG (VI) 36,2(2001) 48

A. Billmeier, C. Blume, M. Gazdzicki, I. Kraus, Ch. Markert, A. Mischke, R. Renfordt, A. Sandoval, R. Stock, H. Ströbele, NA 49 Kollab.

Seltsamkeitsproduktion in p+p-Kollisionen am CERN-SPS bei 158 GeV

Verhandl. DPG (VI) 36,2 (2001) 19

C. Blume, A. Billmeier, R. Bramm, P. Buncic, M. Gazdzicki, T. Kollegger, I. Kraus, Ch. Markert, A. Mischke, R. Renfordt, H. Ströbele, R. Stock, A. Sandoval, A. Wetzler

Untersuchungen zur Seltsamkeits-Produktion bei CERN SPS Energien

Verhandl. DPG (VI) 36,2(2001) 18

R. Bramm A. Billmeier, C. Blume, P. Buncic, P. Dinkelaker, M. Gazdzicki, T. Kollegger, I. Kraus, Ch. Markert, A. Mischke, R. Renfordt, A. Sandoval, R. Stock H. Ströbele, A. Wetzler, J. Zaranek

Produktion von Pionen in zentralen Pb+Pb Stoessen bei 40 GeV/Nukleon

Verhandl. DPG (VI) 36,2 (2001) 46

P. Dinkelaker, A. Billmeier, C. Blume, R. Bramm, P. Buncic, M. Gazdzicki, T. Kollegger, I. Kraus, Ch. Markert, A. Mischke, R. Renfordt, A Sandoval, R Stock, H. Ströbele, A. Wetzler, J. Zaranek

Produktion in zentralen Pb+Pb Stößen bei 158 GeV

Verhandl. DPG (VI) 36 ,2(2001) 52

A. Mischke, A. Billmeier, C. Blume, R. Bramm, P. Buncic, P. Dinkelaker, M. Gazdzicki, T. Kollegger, I.Kraus, Ch. Markert, R. Renfordt, A. Sandoval, R. Stock, H.Ströbele, A. Wetzler, J Zaranek

Lambda Produktion in zentralen Kern-Kern-Stößen bei SPS-Energien

Verhandl. DPG (VI) 36,2 (2001) 52

T. Kollegger A. Billmeier, C. Blume, R. Bramm, P. Buncic, P. Dinkelacker, M. Gazdzicki, I. Kraus, Ch. Markert, A. Mischke, R. Renfordt, A. Sandoval, H. Ströbele, R. Stock, A. Wetzler, J. Zaranek

Produktion geladener seltsamer Teilchen in zentralen Blei-Blei-Stößen bei 40 GeV

Verhandl. DPG (VI) 36,2 (2001) 19

H. Simon for the S135-Kollaboration
Fragment-Neutronen-Korrelationen nach Aufbruch von leichten neutronenreichen Kernen
 Verhandl. DPG (VI) 36,2 (2001) 18

A. Wetzler, R. Bramm, A. Billmeier, C. Blume, P. Buncic, Ch. Markert, A. Mischke, R. Renfordt, A. Sandoval, R. Stock, H. Ströbele, J. Zaraneek
Gerichteter und elliptischer Fluss von geladenen Pionen und Protonen in Blei-Blei-Stößen bei 160 AGeV
 Verhandl. DPG (VI) 36,2 (2001) 46

65. Physikertagung und Frühjahrstagung des Arbeitskreises Festkörperphysik bei der DPG, Hamburg 26.-30.3.2001
 H. Schmidt, G. Borchardt, H. Baumann, S. Weber, A. Müller, J. Bill
Diffusionsuntersuchungen an amorphen $\text{Si}_3\text{BC}_{4.3}\text{N}_2$ Keramiken mit Ionenimplantation und SIMS
 Verhandl. DPG (VI) 36,1(2001) 296

Grazer Workshop „Phenomena in Restricted Geometries based on Ion Tracks, Darmstadt 27.3.2001
 T. Jalowy, R. Neugebauer, M. Hattass, J. Fiol, J.A.M. Pereira, V. Collado, E.F. da Silveira, H. Schmidt-Böcking
The dynamics of secondary ion emission

Frühjahrstagung des Arbeitskreises Atome, Moleküle, Quantenoptik und Plasma (AMOP) der DPG und ECAMP VII, Berlin 2.4. bis 6.4.2001

F. Afaneh, R. Dörner, L. Schmidt, T. Weber, K. Stiebing, O. Jagutzki, H. Schmidt-Böcking
Must saddle point electrons always ride on the saddle? Observation of mirror image saddle mechanism in slow collisions
 Verhandl. DPG (VI) 36,5 (2001) 82

N. Cherepkov, S. Semenov, R. Dörner
Angular distribution of photoelectrons from K-shells of oriented N_2 molecules
 Verhandl. DPG (VI) 36,5 (2001) 125

R. Dörner, A. Landers, Th. Weber, I. Ali, A. Cassimi, M. Hattass, O. Jagutzki, A. Nauert, T. Osipov, A. Staudte, M. Prior, L. Cocke, H. Schmidt-Böcking
Photoelectron diffraction mapping: Molecules illuminated from within
 Verhandl. DPG (VI) 36,5 (2001) 53

R. Dörner, Th. Weber, H. Giessen, G. Urbasch, M. Vollmer, M. Weckenbrock, A. Staudte, O. Jagutzki, L. Spielberger, V. Mergel, H. Schmidt-Böcking
Recoil-ion momentum distributions for single and double ionization of helium in strong laser fields
 Verhandl. DPG (VI) 36,5 (2001) 53

M. Hattass, N. Saitom, A. Czasch, T. Weber, H. Schmidt-Böcking, K. Ueda
Molecular deformation of CO_2 in the $\text{Cl}^{12}\pi$ excited state
 Verhandl. DPG (VI) 36,5 (2001) 131

T. Jalowy, R. Neugebauer, V. M. Collado, J. Pereira, E. da Silveira, H. Schmidt-Böcking, K.O. Groeneveld
Novel energy and angular diiferential spectrometry of desorbed secondary ions.
 Verhandl. DPG (VI) 36,5 (2001) 82

A. Muthig, L. Spielberger, R. Dörner, O. Jagutzki, H. Bräuning, Th. Weber, J. Wang, Y. Quiu, J. Burgdörfer, H. Schmidt-Böcking
Cross-section ratio of double to single ionization of Helium
 Verhandl. DPG (VI) 36,5 (2001) 53

O. Hohn, A. Bräuning-Demian, T. Jahnke, C. Penache, S. Schössler, L. Spielberger, H. Schmidt-Böcking
Generation of a DC glow discharge at high pressure and gas flow with micro structure electrodes: Characteristic properties of a versatile plasma source
 Verhandl. DPG (VI) 36,5 (2001) 174

H. Schmidt-Böcking, V. Mergel, R. Dörner, K. Khayyat, M. Achler, Th. Weber, O. Jagutzki, H. J. Lüdde, L. Cocke
Strong correlations in the He ground state momentum wave function
 Verhandl. DPG (VI) 36,5 (2001) 72

L.P.H. Schmidt, R. Dörner, Th. Weber, O. Jagutzki, F. Afaneh, O. Hohn, K. E. Stiebing, H. Schmidt-Böcking
Electron emission from H^{2+} quasi molecules
 Verhandl. DPG (VI) 36,5 (2001)

Th. Weber, R. Dörner, A. Czasch, A. Landers, T. Osipov, L. Cocke, O. Jagutzki, M. Prior, H. Schmidt-Böcking
Double photoionization of fixed in space H_2
 Verhandl. DPG (VI) 36,5 (2001) 95, 147

Th. Weber, K. Khayyat, R. Dörner, V. Rodriguez, A. Gonzalez, O. Jagutzki, L. Schmidt, V. Mergel, A. Müller, H. Schmidt-Böcking
Momentum transfer in proton helium collisions
 Verhandl. DPG (VI) 36,5 (2001) 48

B. Wiedemann, J.D. Meyer, H. Ch. Alt, A. Yu. Egorov, H. Riechert
Assessment of nitrogen concentration and distribution in compact nitrogen containing GaAs and in epitaxially grown
 Verhandl. DPG (VI) 36,5 (2001) 112

B. Wiedemann, J. D. Meyer, D. Jockel, H. C. Freyhardt, B. Birkmann, G. Müller
Silicon concentrations in silicon doped gallium arsenide single crystals
 Verhandl. DPG (VI) 36,5 (2001) 113

STAR R&D Workshop on New Detectors, Brookhaven National Laboratory, New York, USA, 23.6.2001

S. Lange

Experiences from high luminosity (10^{33}) SVD operations

Intern. Workshop on Reaction Mechanisms with Exotic Nuclei, Trento, Italy, June 2001

T. Aumann

Exclusive measurements of reactions with high-energy exotic beams

T. Aumann

Dipole excitations of neutron halo skins

R. Stock

Parton-Hadron phase transition

16th International Conference on X-Ray Optics and Microanalysis, Wien, 2.-6.7.2001

O. Dersch, F. Rauch, J. E. Ericson

A dating method for archaeological quartz antifacts based on the measurement of hydrogen depth profiles

International Workshop of the Physics of the Quark-Gluon Plasma, Ecole Polytechnique, Palaiseau, France, September 4-7, 2001

M. Gazdzicki

Strangeness in Pb+Pb collisions. Recent results of NA49

2th International Conference on Ion Beam Analysis (IBA 12), Cairns, Australien, 14.7.-20.7.2001

J. D. Meyer, S. Biri, F. Ditroi, O. Hohn, S. Runkel, K. Stiebing

Assessment of PHD in passivated implanted planar Si detectors used for channeling measurements with slow, highly charged heavy projectiles

ICDS, Giessen 16.7.-20.7.2001

H.Ch. Alt, A. Yu. Egorov, H. Riechert, J. D. Meyer, B. Wiedemann

Incorporation of nitrogen in GaAsN and InGaAsN alloys investigated by FTIR and NRA

XXII-ICPEAC, Santa Fe, New Mexico, July 18-24, 2001

T. Jahnke, S. K. Semenov, N. A. Cherepkov, S. Schöblier, A. Knapp, T. Weber, J. Nickles, J. Rösch, A. Staudte, S. Kammer, O. Jagutzki, Ehrenholz, T. Young, T. Osipov, A. Landers, C. L. Cocke, H. Schmidt-Böcking, M. H. Prior, R. Dörner

K-photoionization of N_2 by linear and circular polarized light

A. Landers, Th. Weber, I. Ali, A. Cassimi, M. Hattass, O. Jagutzki, S. Nauert, T. Osipov, A. Staudte, M. H. Prior, H. Schmidt-Böcking, C. L. Cocke, R. Dörner
Photoelectron diffraction mapping: Molecules illuminated from within

J. H. McGuire, A. L. Godunov, Kh. Shakov, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking, R.M.Dreizler

Time correlation in fast two-electron transitions

Y. Muramatsu, K. Ueda, H. Chiba, N. Saito, M. Lavollée, A. Czasch, T. Weber, O. Jagutzki, H. Schmidt-Böcking, R. Moshhammer, K. Kubozuka, I. Koyano

Direct probe of the bent and linear geometries of the core-excited renner-teller pair states by means of the tripple-ion-coimcidence momentum imaging

T. U. Osipov, C. L. Cocke, R. Dörner, A. Landers, T. Weber, O. Jagutzki, A. Bräuning-Demian, H. Bräuning, M.H. Prior, H. Schmidt-Böcking, A. Cassimi

Photoelectron diffraction from fixed-in-space molecules of hydrocarbons (C_6H_6 and C_2H_2)

V.D. Rodríguez, Th. Weber, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking
Longitudinal and transversal recoil ion momentum distribution for ionizing collisions

N. Saito, K. Kubozuka, M. Machida, H. Chiba, A. De Fanis, Y. Muramatsu, K. Okada, M. Lavollée, M. Hattass, A. Czasch, H. Schmidt-Böcking, K. Ueda, I. Koyano
Deformation and renner-teller splitting of N_2O in the $O1\pi^{-1}3_{\pi}$ state studied by momentum measurements of fragment ions

H. Schmidt-Böcking, V. Mergel, Yu. V. Popov, L.U. Ancarani, C. Dal Cappello

Analysis of the p + He transfer ionization process: Theory and experiment

H. Schmidt-Böcking, V. Mergel, R. Dörner, T. Weber, O. Jagutzki, H. J. Lüdde, L. Schmidt, J. Berakdar
Visualizing the correlated momentum wave function of non- s^2 contributions in the He groundstate

H. T. Schmidt, A. Fardi, H. Zettergren, H. Cederquist, R. Schuch, J. Jensen, L. Bagge, A. Källberg, K.-G. Rensfelt, C.L. Cocke, V. Mergel, L. Schmidt, H. Schmidt-Böcking, J. Ullrich

The Thomas transfer ionization mechanism in p-He collisions at 2.5 MeV proton energy

T. Weber, O. Jagutzki, M. Hattass, A. Staudte, A. Nauert, M. H. Prior, A. L. Landers, A. Bräuning-Demian, H. Bräuning, C. L. Cocke, T. Osipov, I. Ali, R. Diez-Muino, D. Rolles, F.J. Garcia de Abajo, C.S. Fadley, M.A. Van Hove, A. Cassimi, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner
K-Shell photoionization of Co and N_2 : Is there a link between the photoelectron angular distribution and the molecular decay dynamics?

H. Schmidt-Böcking

PC-based fast position-sensitive delay-line detection technology for high count-rate high-resolution measurements using a hemispherical electron spectrometer

Workshop on Thermalization and Chemical Equilibration in Heavy Ion Collisions at RHIC, Brookhaven, Upton, USA, July 20-21, 2001

M. Gazdzicki

Recent NA49 results and statistical model of the early stage

ICACS-19, Paris, France 29 July –3 August 2001

T. Jaloway, R. Neugebauer, M. Hattass, J.Fiol, J.A.M. Pereira, V. Collado, E.F. da Silveira, H. Schmidt-Böcking, K.O. Groeneveld

The dynamics of desorbed secondary ions, novel energy and angular differential spectrometry

J. D. Meyer, F. Ditroi, K. Stiebing, O. Hohn, S. Runkel, S. Biri

Transmission channeling measurements with slow, highly charged heavy projectiles

R. Neugebauer, T. Jaloway, J.A.M. Pereiram, V. Collado, E.F. da Silveira, K.O. Groeneveld

Strong temperature Dependent secondary ion emission

ICCG-13/ICVGE-11, Doshisha University Kyoto, Japan 30.7.-4.8.2001

B. Birkmann, G Mueller, B. Wiedemann, R. Weingaertner, P. Wellmann

Analysis of silicon incorporation into VGF-grown GaAs

SQM 2001, Frankfurt September 2001

Th. Kollegger

Energy dependence of kaon production at SPS energies

R. Stock

Strange Quarks in Matter

„Particle-Solid Interactions” (Euro Conference on the Deposition of Atoms Ions and Clusters at Surfaces) San Sebastian, Spanien 11.-16.9.2001

T. Jaloway, R. Neugebauer, M. Hattass, O. Jagutzki, J.A.M. Pereira, V. Collado, E.F. da Silveira, H. Schmidt-Böcking, K.O. Groeneveld

Nanoscopy of surfaces with secondary ions

Japanese Physics Society, JPS, Annual Meeting, Okinawa, Japan 25.9.2001

S. Lange

Search for Upsilon \rightarrow e $^+$ e $^-$ in Au + Au collisions at the STAR experiment at RHIC

9th European Conference on Applications of Surface and Interface Analysis, ECASIA 01, Avignon, Frankreich, 30.9.-5.10.2001

H. Lutz, E. Nold, M. Bruns, M. Rudolphi, H. Baumann

Surface and micro-analytical characterization of silicon carbonnitride thin films

First Joint Meeting of the Nuclear Physicists of the American and Japanese Physical Societies, Maui, Hi, USA October 17-20, 2001

T. Dietel

STAR level-3 trigger: performance and applications

Intern. Symposium of the American Vacuum Society, AVS48, San Francisco, USA, 29.10.-2.11.2001

H. Lutz, E. Theodossiu, H. Baumann, M. Bruns

On the prepreparation of silicon carbonitride compounds

ICPAQGP 2001, Jaipur, Indien, November 2001

R. Stock

Conference Summary

Dissertationen

Afaneh, Feras

Momentum images of continuum electrons from the molecular ionization and dissociation of H_e induced by slow He^{2+} ions
IKF-D 726
Mag-D 726

Billmeier, Anja

Seltsamkeitsproduktion in ultrarelativistischen p+p Kollisionen bei 158 GeV
IKF-D 731
MAG-D 731

De Odorico, Walter

Röntgenstreuung und Rheologie an symmetrischen Diblockcopolymeren : Temperaturabhängigkeit der Mikrophasenseparation und Kinetik der Scherung

Dersch, Oliver

Wasseraufnahme von Quarz : Grundlage für eine Methode zur Datierung archäologischer Quarzartefakte
IKF-D 729
MAG-D 729

Kollmus, Holger

Kinematisch vollständige Untersuchung der simultanen Ionisation von Projektil und Target in Stößen von 3,6 MeV/u C^{2+} mit Helium
IKF-D 730
MAG-D 730

Leistenschneider, Armin

Untersuchungen zur Kernstruktur instabiler neutronenreicher Sauerstoff-Isotope
IKF-D 725
Mag-D 725

Markert, Christina

Lambda (1520)-Produktion in Proton-Proton- und zentralen Blei-Blei- Reaktionen bei 158 GeV pro Nukleon

Neugebauer, Roman

Auf der Spur des Ursprungs und der Evolution von Sekundärionen und Ion-Festkörper-Stößen
IKF-D 723
Mag-D 723

Schlögl, Michael

Ladungsträgertransportdynamik in CVD Diamantenschichten und mikroelektronischen Bauelementen untersucht mit einem feinfokussierten Ionenstrahl – Anwendungsmöglichkeit einer Schwerionenmikrosonde in der Materialforschung

Diplomarbeiten

Bramm, Roland

Pionproduktion Pb+Pb Kollisionen @ 40 A- GeV
IKF-D 732
Mag-D 732

Kollegger, Thorsten

Kaonenproduktion in ultrarelativistischen Blei-Blei-Stößen

Lange, Tino

Erprobung und Eichung eines CsI(Na)Gamma-Detektor-Systems für Experimente mit radioaktiven Strahlen
IKF-D 713
Mag-D 713

Staudte, André

D_2 in ultrakurzen, hochintensiven Laserpulsen
IKF-D 722

Weckenbrock, Matthias

Einfach- und Doppelionisation von Argon in starken Laserfeldern: Erforschung von Korrelationseffekten bei Multiphoton-Ionisation
IKF-D 727
Mag-D 727

Personalia

Professoren

Dr. H. Ströbele
(Geschäftsführender Direktor seit Oktober 2001)
Dr. R. Dörner,
Dr. Th. Elze,
Dr. W. Henning,
Dr. U. Lynen,
Dr. H. Schmidt-Böcking
(Geschäftsführender Direktor bis Oktober 2001),
Dr. R. Stock,
Dr. K. Bethge (emeritiert),
Dr. K.O. Groeneveld (pensioniert),
Dr. F. Rauch (pensioniert),
Dr. K. Stelzer (pensioniert),
Dr. E. Schopper (emeritiert)

Honorarprofessoren und APL-Professoren

Dr. H. Bokemeyer, Dr. S. Hagmann,
Dr. J. Harris (Humboldt-Preisträger) Dr. E. Krimmel,
Dr. A. Sandoval, Dr. W. Schüle

Privatdozenten

Dr. R. Schmidt, Dr. T. Stöhlker, Dr. J. Stroth,
Dr. P. Senger, Dr. W. Trautmann, Dr. H. J. Wollersheim

Wissenschaftliche Mitarbeiter

Dr. H. Baumann, L. Betev (CERN), P. Buncic (CERN),
Dr. M. Gazdzicki, Dr. O. Jagutzki, Dr. H. Kreyling,
Dr. S. Lange (BNL), Dr. J. D. Meyer, Dr. C. Müntz,
E. Palit, Dr. D. Pommerrenig, Dr. R. Renfordt,
Dr. L. Schmidt, Dr. K. E. Stiebing, Dr. M. Waldschmidt,
Y. Wang, Dr. B. Wiedemann

Doktoranden

C. Adler, J. Berger, A. Billmeier, R. Bramm, A. Czasch,
W. De Odorico, O. Dersch, T. Dietel, D. Flier, M. Hattaf,
O. Hohn, T. Jalowy, A. Knapp, Th. Kolleger, I. Kraus,
C. Loizides, J. Markert, U. Meyer, A. Mischke,
A. K. Müller, A. Muthig, R. Neugebauer, J. Nickles,
K. Paech, C. Penache, M. Ploskon, M. Schlögel, F. Segner,
A. Staudte, Ch. Struck (BNL), M. Sudol, A. Tucholsky,
K. Ullmann, B. Wagner, T. Weber, M. Weckenbrock,
J. Wüstenfeld

Diplomanden

M. Balser, W. Berky, K. Cole, O. E. Debus, J. Dietrich,
P. Dinkelaker, J. Fiess, L. Foucar, T. Jahnke, S. Kammer,
G. Laczko, J. Lens, Chr. Lippman, C. Meurer,
M. Mitrovski, Y. Pachmeier, A. Persaud, J. Rösch,
M. Rudolphi, M. Schöffler, S. Schöbner, R. Schriel,
T. Schuck, S. Schwientek, M. Smolarski, U. Spillmann,
J. Titze, M. Trummel, J. Wallenwein, A. Wetzler,
J. Wiechula, Chr. Wimmer, J. Zaranek

Techn. Personal Elektronikabteilung

N. Bialas, E. Köhler, W. Meuter, R. Rüschmann,
E. Schüßler, M. Urban,

Techn. Mitarbeiter

W. Amend, J. Berschin, E. Billig, S. Bloching,
C. Freudenberger, J. Hehner (GSI) H. Hinke, M. Petri,
H. Rheinfels-Immans, E. Schwab (GSI)

Verwaltungspersonal

Dr. P. Eschenbrenner, M. Frey, C. Kazamias, U. Köpf,
M. Lang, M. Piscevic, K. Rotter, J. Scheikowski,
P. Seyler-Dielmann

Werkstättenpersonal

H. Düring, S. Engel, W. Gass, S. Geis, B. Hoebelt,
J. Kölichhaus, S. Pohlmann, Y. Rippert, Th. Schwab,
W. Theisinger, E. Zanger

Auszubildende

B. Chakalamattath

Strahlenschutzgruppe

S. Füll, G. Glaab, I. Gröhl, B. Handt, A. Kedzior, J. Lipok,

Reinigungspersonal

Anastassiadis, G. Kazamias, Z. Mündel, M. Reinhard,
R. Stolle

Preisträger und Ehrungen

Verleihung der Stefan-Lyson Professur an
Prof. H. Schmidt-Böcking am 29.6.2001

Verleihung der Judah M. Eisenberg-Professur an
Prof. R. Stock

Verleihung des Gernot und Carin Frank Preises
für die beste physikalische Dissertation des Jahres an
Dr. Steffen Runkel

Prof. Dr. E. Weigold, Australian Univ., Canberra,
Senior Humboldt-Preisträger

Forschungsaufenthalte, Konferenzteilnahmen, eingeladene Vorträge

Prof. K. Bethge

Ecaart 7, Guildford, U.K., August 2001

M. Hattab

Teilnahme DPG -Tagung, Berlin 2. 4. - 6. 4. 2001

Messzeit bei BESSY II, Berlin 14. 9. - 29. 9. 2001

Vortrag am Institut für Allgemeine Physik, TU Wien 25. 11. 2001

T. Jahnke

Strahlzeit an der ALS , Lawrence Berkeley National Laboratory (LBNL), Berkeley, USA 20. 2. - 4. 3. 2001.

ECAMP VII, Berlin, April 2001.

Department of Materials, Oxford, England.

Strahlzeit BESSY II, Berlin September 2001.

T. Jaloway

Pontificia Universidad Catolica (PUC), Rio de Janeiro, Brasilien

29. 05. 2001 - 29. 6. 2001 und 4. 11. 2001 - 4. 12. 2001

Grazer Workshop „Phenomena in restricted geometries based on ion tracks“, Darmstadt, 27. 3. 2001

DPG Frühjahrstagung, Berlin 2. 4. - 6. 4. 2001.

Euro Conference on the Deposition of Atoms, Ions and Clusters at Surfaces,

11. -16. September 2001, San Sebastian, Spanien.

A. Knapp

Strahlzeit an der ALS , Lawrence Berkeley National Laboratory (LBNL), Berkeley, USA 20. 2.-4. 3. 2001.

Vortrag bei der Tagung „International Meeting on Electron Scattering from Atoms, Nuclei,

Molecules and Bulk Matter“, Cambridge, England 16. - 19. 12. 2001,

Titel: Mechanisms of the photo double ionization of Helium with 529 eV photons.

S. Schöblier

Strahlzeit an der ALS , Lawrence Berkeley National Laboratory (LBNL), Berkeley, USA 20. 2. - 4. 3. 2001.

Strahlzeit bei BESSY II, Berlin 14. - 21. 9. 2001.

Prof. H. Schmidt-Böcking

Tagung „Atomare Stöße“, Riezern 21. - 26. 1. 2001.

LBNL Berkeley, ALS Strahlzeit vom 1. - 5. 3. 2001.

Universität Heraklion/Kreta, DLR Kooperationsprojekt vom 25. 4.-2. 5. 2001.

Intern. Konferenz ICPEAC „Physics on photonic, electronic and atomic collisions“, Santa Fe

17.7. - 2. 8. 2002

PUC University Rio de Janeiro, Volkswagenprojekt, 23. 8. - 3. 9. 2001.

University of Nevada Reno, DOE-Workshop vom 29. 9. - 3. 10. 2001.

Natl. Univ. Canberra/Australien, DAAD-Forschungskoooperation, 17. - 26.11.2001.

Dr. K. E. Stiebing

Institut ATOMKI, Debrecen (Ungarn), 25. 6. - 6. 7. 2001.

9th International Conf. On Ion Sources (ICIC01) Lawrence Berkeley National Laboratory,

Berkeley, Calif., USA 3. -7.9. 2002.

K. Ullmann

The Research School of Physical Sciences and Engineering,

The Australian National University

ACT 0200 Australien vom 11. - 25. 10. 2001

Dr. B. Wiedemann

Schott Lithotec 2. 3. 2001, Jena.

MEMC, 18. June 2001, Meran, Italien.

(eingeladene Vorträge)

Gäste am IKF

Dr. J. Berakdar, MPI Halle

S. Biri, ATOMKI, Debrecen, Ungarn 6. - 19. 8.2001

B. Bolyai, Universität Cluj Napoca, Rumänien 13. - 26. 3. 2001

F. Ditroi, ATOMKI, Debrecen, Ungarn, 12. 11. - 5. 12. 2001

E.F. da Silveira, Pontificia Universidade Catolica (PUC), Rio de Janeiro, Brasilien, Juli/August 2001

Dr. S.Dobrescu, NIPNE, Bukarest, Rumänien, 7. 10. - 12. 11. 2001

Dr. F. U. Hillebrecht, MPI Halle

Dr. D. Jakubassa-Amundsen, Universität München, April 2001

Dr. L. Kenéz, ATOMKI, Debrecen, Ungarn, 13. - 26. 3. 2001

Dr. M. W. Lucas, University of Sussex, England, April 2001

Dr. Vladimir Mironov, JINR, Dubna, Russland 16. 8. -14. 9. 2001, 15. 11. - 15. 12. 2001

Dr. A. Morozov, MPI Halle

Dr. J. Pereira, Pontificia Universidade Catolica (PUC), Rio de Janeiro, Brasilien, November/Dezember 2001

Prof. Y.Popov, Moskau State University, Moskau, 6. 2. - 31. 3. 2001

Dr. H. Rothard, Centre Interdisciplinaire de Recherche Ions Lasers CIRIL, CEA.CNRS-ISMRA, Caen, Frankreich, September 2001

Dr. L. Schachter, NIPNE, Bukarest, Rumänien, 7. 10. - 12. 11.2001

Dr. A. Valek, ATOMKI, Debrecen, Ungarn, 1. - 13. 10. 2001

Prof. Dr. E. Weigold, Humboldt-Preisträger, Research School of Phys. Science and Energy. Australian National Univ. Canberra, 1. 5. - 31. 7.2001

IKF Kooperationen 2001



Europa:

Aahus Universitet, Aarhus (Dänemark)
 University of Copenhagen, Kopenhagen (Dänemark)
 Fachhochschule München, München (Deutschland)
 Freiburger Compound Materials, Freiberg (Deutschland)
 Forschungszentrum Roßendorf, Dresden (Deutschland)
 GSI, Darmstadt (Deutschland)
 Hahn Meitner Institut, Berlin (Deutschland)
 Heraeus, Hanau (Deutschland)
 Infineon Technologies, München (Deutschland)
 Institut für Kristallzüchtung, Berlin (Deutschland)
 Johann-Gutenberg-Universität, Mainz (Deutschland)
 KFZ, Jülich (Deutschland)
 Ludwig-Maximilians Universität, München (Deutschland)
 Max Planck Institut, Heidelberg (Deutschland)
 Ruhr Universität, Bochum (Deutschland)
 Technische Universität, Dresden (Deutschland)
 Technische Universität, Braunschweig (Deutschland)
 Universität Bielefeld, Bielefeld (Deutschland)
 Universität Erlangen-Nürnberg (Deutschland)
 Universität Regensburg, Regensburg (Deutschland)
 Wacker- Chemie, Burghausen (Deutschland)
 Zentrum für Werkstoffwissenschaften, Göttingen (Deutschland)
 Cedex, Straßburg (Frankreich)
 CIRIL, Caen (Frankreich)
 Aristoteles-University, Thessaloniki (Griechenland)
 University of Crete, Heraklion (Griechenland)
 University of Sussex, Brighton (Groß Britanien)
 Universia degli study di Bologna, Bologna (Italien)
 FOM, Amsterdam (Niederlande)
 JINR Dubna, Moskau (Rußland)
 PNPI, St. Petersburg (Rußland)
 Nucl. Inst. of Phy. and Nucl. Engin., Buckarest (Rumänien)
 University of Stockholm (Schweden)
 CERN (Schweiz)
 Hungarian Academy of Sciences, Debrecen (Ungarn)

Amerika:

Centro Atomico, Bariloche (Argentinien)
 PUC, Rio de Janeiro (Brasilien)
 NRC, Ottawa, Canada
 Brookhaven National Laboratory, New York (USA)
 California State University, Fullerton (USA)
 Department of Energy, Washington (USA)
 Dep. of Physics and Astronomy, Atlanta (USA)
 Kansas State University, Kansas (USA)
 L. Berkeley National Lab., Berkeley (USA)
 North Texas-University, Denton (USA)
 TexasA&M University (USA)
 Tulane University, New Orleans (USA)
 University of Conneticut, Storrs (USA)
 University of Missouri, Rolla (USA)

Asien:

Technion, Haifa (Israel)
 Photon Factory, Tsukuba (Japan)
 RIKEN, Tokio (Japan)
 Spring 8, Senday (Japan)
 Tohoku University, Sendai (Japan)
 University of Taiwan, Taipeh (Taiwan)

Australien:

Res. School of Sc. and Eng., Canberra (Australien)
 Geological & Nuclear Sciences (Neuseeland)
 etc.....

ALADIN

GSI Darmstadt, Germany,
 Inst. of Physics, Univ. of Milano and INFN, Milano, Italy
 Dip. of Physics, Univ. of Catania and INFN, Catania, Italy
 Fachbereich Physik, Univ. of Münster, Germany
 FZ Rossendorf, Dresden, Germany
 Inst. f Kernphysik., Univ. Frankfurt, Germany
 Soltan Inst. for Nuclear Studies, Warsaw, Poland
 NSCL, MSU, East Lansing, USA
 MPI, Kernphysik Heidelberg, Germany

Weitere Informationen:

http://www-aix.gsi.de/annual_report/Annex/9/collaborations.pdf

ALICE

Institut für Kernphysik, Frankfurt am Main, Germany
 Univ. del Piemonte Orientale, INFN Gruppo collegato di
 Alessandria, Alessandria AI, Italy
 Aligarh Muslim University, Aligarh, India
 Nuclear Physics Section, Amsterdam, Netherlands
 NRCPS, Athens, Greece
 University of Athens Panepistimioupolis, Athens, Greece
 Politecnico di Bari, Bari, Italy
 Università degli Studi di Bari, Bari, Italy
 Chinese Academy of Sciences Beijing, China
 Institute of Physics, Bhubaneswar, India
 Università degli Studi di Bologna, Bologna, Italy
 University of Birmingham, Birmingham, United Kingdom
 Comenius University Mlynská dolina, Bratislava, Slovakia
 National Institute for Physics and Nuclear Engineering
 Bucuresti-Magurele, Romania
 Hungarian Academy of Sciences KFKI Research Institute
 for Particle and Nuclear Physics, Budapest, Hungary
 Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Cagliari, Italy
 Saha Institute of Nuclear Physics Sector 1, Calcutta, India
 Department of Atomic Energy (DAE) Variable Energy
 Cyclotron Centre (VECC) Bidhan Nagar, Calcutta, India
 Università di Catania, Catania, Italy
 CERN, Genève, Switzerland
 Panjab University Chandigarh (Mandir), India
 Université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand, France
 Universidade de Coimbra, Coimbra, Portugal
 Ohio State University, Columbus, Oh, USA
 Niels Bohr Institute, København, Denmark
 GSI, Darmstadt, Germany
 Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, Germany
 Joint Institute for Nuclear Research (JINR) Dubna RCANP
 Research Center for Applied Nuclear Physics, Dubna,
 Russia

Petersburg Nuclear Physics Institute (PNPI), Gatchina
 (St.Petersburg), Russia
 Ruprecht-Karls-Universität, Institut für Hochenergiephysik,
 Heidelberg, Germany
 University of Ioánnina Panepistimioupoli, Ioánnina, Greece
 University of Rajasthan Jaipur (Rajasthan), India
 University of Jammu Jammu, India
 University of Jyväskylä, Jyväskylä, Finland
 Kangnung National Uni. San1 chibyon-Dong, Rep. of Korea
 Ukrainian Academy of Sciences, Kharkiv, Ukraine
 Scientific Res. Techn. Institute of Inst. Eng. Kharkiv, Ukraine
 Ukrainian Academy of Sciences, International Centre of
 Physics, Bogolyubov Inst. Slovak Academy of Sciences,
 Institute of Experimental Physics, Kosice, Slovakia
 Henryk Niewodniczanski Inst. of Nucl. Phys., Kraków, Poland
 I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moskva, Russia
 Ecole Polytechn. Fédérale Lausanne PHB-Ecublens, Lausanne,
 Switzerland
 Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN) Laboratori
 Nazionali di Legnaro, Legnaro Pd., Italy
 Inst. Superior Técnico Avenida Rovisco Pais, Lisboa, Portugal
 University of Lund, Lund, Sweden
 Université Claude Bernard Lyon-I, Institut de Physique
 Nucléaire de Lyon (IPNL), Villeurbanne Cedex, France
 Philipps-Universität Marburg, Germany
 Centro de Investigación y de Estudios Avanzados del IPN
 (CINVESTAV), México, D.F., Mexico
 INR, Moscow, Russia
 ITEP, Moscow, Russia
 MePhI, Moscow, Russia
 Westfälische Wilhelms-Universität Münster, Germany
 Ecole des Mines, Institut National de Physique Nucléaire
 et de Physique des Particules (IN2P3-CNRS), Laboratoire
 de Physique Subatomique et des Technologies Associées
 (SUBATECH), Nantes Cedex 03, France
 Budker Institute for Nuclear Physics (INP), Novosibirsk, Russia
 Oak Ridge National Laboratory (ORNL), Oak Ridge, Tn,
 United States of America
 Université de Paris, (IPN), Orsay Cedex, France
 University of Oslo, Norway
 Università degli Studi di Padova, Italy
 Pohang University of Science and Technology, Department
 of Physics, Pohang Accelerator Laboratory, Pohang
 (Kyongsangbuk-Do), Rep. of Korea
 Academy of Sciences of the Czech Republic, Praha, Czech
 Republic

Ministry of the Russian Federation for Atomic Energy,
 Inst. for High Energy Physics IHEP (IHEP), Protvino,
 Moscow Region, Russia
 Academy of Sciences of the Czech Rep. Czech Republic
 Università di Roma I, „La Sapienza“, Roma, Italy
 Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay (CEN) France
 Università degli Studi di Salerno, Salerno, Italy
 Russian Fed. Nucl. Center VNIIEF pr. Mira, Sarov Russia
 Academia Sinica, Shanghai, China
 Mendeleev Inst. f. Metrology, St. Petersburg, Russia
 Université Louis Pasteur, Institut National de Physique
 Institut de Recherches Subatomiques, Strasbourg, France
 Georgian Acad. of Sciences, Inst. of Phys, Tbilisi, Georgia
 Tbilisi State University, Tbilisi, Georgia
 Università degli Studi di Torino, Torino, Italy
 Università degli Studi di Trieste, Trieste, Italy
 Rijksuniversiteit Utrecht, Utrecht, Netherlands
 Soltan Institute for Nuclear Studies, Warszawa, Poland
 Warsaw Uni. of Tech. politechniki, Warszawa, Poland
 Hua-Zhong Normal University Wuhan (Hupei), China
 Yerevan Physics Institute, Yerevan 36, Armenia
 Ruder Boskovic Institute, Zagreb, Croatia
 Bergen College Faculty of Engineering, Bergen, Norway
 University of Bergen, Bergen, Norway
 Sciences ISS, Bucuresti-Magurele. Romania

Für die beteiligten Institute und Wissenschaftler siehe:
<http://graybook.cern.ch/programmes/experiments/lhc/alice.htm>

Weiter informationen:

http://www-aix.gsi.de/annual_report/Annex/9/collaborations.pdf

NA49

Dep. of Physics, Univ. of Athens, Greece
 Lawrence Berkeley Laboratory, USA ,
 School of Phys., Univ. of Birmingham, UK
 Inst. of Physics, Bratislava, Slov.
 KFKI Budapest, Hungary
 CERN, Geneva, Switzerland
 Inst. of Nucl. Physics, Cracow, Poland
 GSI Darmstadt, Germany
 Univ. of California at Davis, USA
 JINR, Dubna, Russia
 Fachber. Phys., Univ. of Frankfurt, Germany
 Univ. of Houston, Houston, TX, USA
 Kent State Univ. Kent, OH, USA
 Univ. of California, Los Angeles, USA
 Fachber. Phys., Univ. of Marburg, Germany
 MPI für Physik, München, Germany
 Inst. for Nuclear Studies, Warsaw, Poland
 Inst. for Exp. Physics, Univ. of Warsaw, Poland
 Nucl. Phys. Lab., Univ. of Washington, Seattle, WA USA
 Yale Univ. New Haven, CT, USA
 Rudjer Boskovic Inst., Zagreb, Croatia
 Weitere Informationen:
http://www-aix.gsi.de/annual_report/Annex/9/collaborations.pdf

PHELIX

GSI Darmstadt, Germany
 LLNL, Livermore, USA
 MBI, Berlin, Germany
 MPG, Garching, Germany
 TU Darmstadt, Germany
 TU Munich, Germany .
 TU Vienna, Austria
 Univ. of Frankfurt, Germany
 Univ. of Freiburg, Germany
 Univ. of Jena, Germany
 Univ. of Mainz, Germany
 Univ. of Munich, Germany
 Univ. of Rostock, Germany
 Weitere Informationen: <http://www.phenix.bnl.gov>

STAR

Argonne National Laboratory, USA
 Institute of High Energy Physics, Beijing
 Institute of Physics, Bhubaneswar
 University of Birmingham, UK
 Brookhaven National Laboratory
 University of California, Davis, USA
 University of California, Los Angeles
 Carnegie Mellon University
 Creighton University
 Laboratory of High Energy Physics, Dubna
 Particle Physics Laboratory, Dubna
 University of Frankfurt, Germany
 Indiana University, India
 Institut de Recherches Subatomiques, Strasbourg, France
 University of Jammu
 Kent State University, UK
 Lawrence Berkeley Laboratory
 Max-Planck-Institut fuer Physics, Germany
 Michigan State University, USA
 Moscow Engineering Physics Institute, Russia
 Indian Institute of Technolog
 City College of New York, USA
 Ohio State University
 Panjab University
 Pennsylvania State University, USA
 Institute of High Energy Physics, Protvino
 Purdue University
 University of Rajasthan
 Rice University
 Instituto de Fisica da Universidade de Sao Paulo
 University of Science and Technology of China
 Space Sciences Laboratory SUBATECH, Nantes, France
 Texas A & M University, USA
 University of Texas, Austin
 Variable Energy Cyclotron Centre
 Warsaw University of Technology
 University of Washington, USA
 Wayne State University
 Institute of Particle Physics, Wuhan
 Yale University
 Weiter Informationen: <http://www.star.bnl.gov>

VEGA

GSI Darmstadt, Germany
University of Frankfurt, Germany
JYFL, Jyväskylä, Finland
DRAL, Daresbury, United Kingdom
University of Manchester, United Kingdom

Für die beteiligten Institute und Wissenschaftler siehe:
http://www-aix.gsi.de/annual_report/Annex/9/collaborations.pdf

Institutionen

Physikalische Technik, Fachhochschule München, München
<http://www.fb06.fh-muenchen.de/fb/queries/download.php>

Wacker-Chemie, Burghausen
http://www.wacker.de/vip/production/wacker/website/index_de.htm

Wacker Siltronic, Burghausen
<http://wacker-siltronic.de>

Heraeus Quarzglas, Hanau
<http://2128337166/e/Geschäftsbereiche/ContentQuarzglas.htm>

Institut für Kristallzüchtung, Berlin
http://www.ikz-berlin.de/content_page_large.html

Institut für Werkstoffwissenschaften VI, Universität Erlangen-Nürnberg, Erlangen

<http://uni-erlangen.de/docs/FAUWW/Fakultaeten/TECHFAK/TECH3.html>

Zentrum für Funktionswerkstoffe Göttingen, Göttingen
<http://www.gwdg.de/~zfw/personen.htm>

Infineon Technologies Corporate Research CPR 7, München
<http://www.infineon.com/comp/>

Freiberger Compound Materials, Freiberg
http://www.fcm-germany.com/uk_konf.html



Johann Wolfgang Goethe- Universität
Frankfurt am Main
Pressestelle
12.04.2001

Frankfurter Physiker im internationalen Ranking ganz vorne Amerikanische Physikalische Gesellschaft würdigt deutsche Wissenschaftler

FRANKFURT. Die American Physical Society (APS) ist die mit 40.000 Mitgliedern weltweit größte Standesvertretung der Physiker. Einmal jährlich stellt sie die aus ihrer Sicht wichtigsten Veröffentlichungen aus den verschiedenen Teildisziplinen der Physik zusammen, die im vorangegangenen Jahr in international renommierten wissenschaftlichen Zeitschriften erschienen sind. Zu diesen Highlights des Jahres 2000, zusammengefasst in den „Physics News 2000“, gehören zwei Veröffentlichungen, zu denen Frankfurter Physiker entscheidende Beiträge geleistet haben (<http://www.aps.org/apsnews/>). Dies unterstreicht die weltweit führende Bedeutung des Frankfurter Instituts für Kernphysik.

Der Beitrag „Multiple Ionization Mechanisms“ (Seite 2 der Physics News 2000) würdigt ein Experiment, das von Physikern der Universitäten Frankfurt und Marburg durchgeführt wurde. Erstautor ist Thorsten Weber, Doktorand am Institut für Kernphysik in der Arbeitsgruppe von Professor Dr. Horst Schmidt-Böcking. In diesem Experiment konnte erstmals im Detail beobachtet werden, wie extrem energiereiches Laserlicht Atomen zwei oder mehr Elektronen entreißt. Es liefert einen wichtigen Beitrag zum grundlegenden Verständnis der Wechselwirkungen zwischen extremen Laserfeldern mit Materie. Mit gepulsten Lasern lassen sich für Bruchteile von Sekunden ungeheure Lichtintensitäten erzeugen, die in der Medizin oder Materialbearbeitung bereits heute vielfältige Anwendungen haben.

Die dem zweiten Beitrag „A New Form of Nuclear Matter“ (Seite 5 der Physics News 2000) zugrundeliegenden Forschungsergebnisse entstanden am europäischen Forschungszentrum CERN in Genf, Schweiz, unter wesentlicher Beteiligung des Leibniz-Preisträgers Professor Dr. Reinhard Stock, Institut für Kernphysik der Goethe-Universität. Sie machten im vergangenen Jahr international Furore, da sie experimentell erstmals belegten, was Wissenschaftler schon lange vermuteten: Das Universum expandiert seit dem Nullpunkt der Zeit. Beginnend bei etwa einer trillionstel Sekunde bildet sich ein unvorstellbar heißer und dichter Plasmazustand aus den Elementarteilchen Elektronen, Quarks und Gluonen. Reinhard Stock und seinem Team gelang es dabei, den Expansionsdruck zum Beginn der Mikrosekundenphase zu bestimmen, der etwa zwei Sonnenmassen pro Quadratzentimeter beträgt.

Institut für Kernphysik

Standesorganisation würdigt Veröffentlichungen

Zwei Veröffentlichungen, zu denen Frankfurter Physiker entscheidende Beiträge geleistet haben, wurden von der American Physical Society (APS) gewürdigt. Dies unterstreicht die weltweit führende Bedeutung des Frankfurter Instituts für Kernphysik, heißt es in einer Mitteilung der Uni.

Die mit 40 000 Mitgliedern weltweit größte Standesvertretung der Physiker stellt einmal im Jahr die aus ihrer Sicht wichtigsten Veröffentlichungen aus den verschiedenen Teildisziplinen der Physik zusammen; die „Physics News 2000“ können auch im Internet gelesen werden (www.aps.org/apsnews).

Der Artikel „Multiple Ionization Mechanisms“ liefert einen wichtigen Beitrag zum Verständnis der Wechselwirkungen von extremen Laserfeldern und Materie, so die Uni. Erstautor ist Thorsten Weber, Doktorand in der Arbeitsgruppe von Professor Horst Schmidt-Böcking.

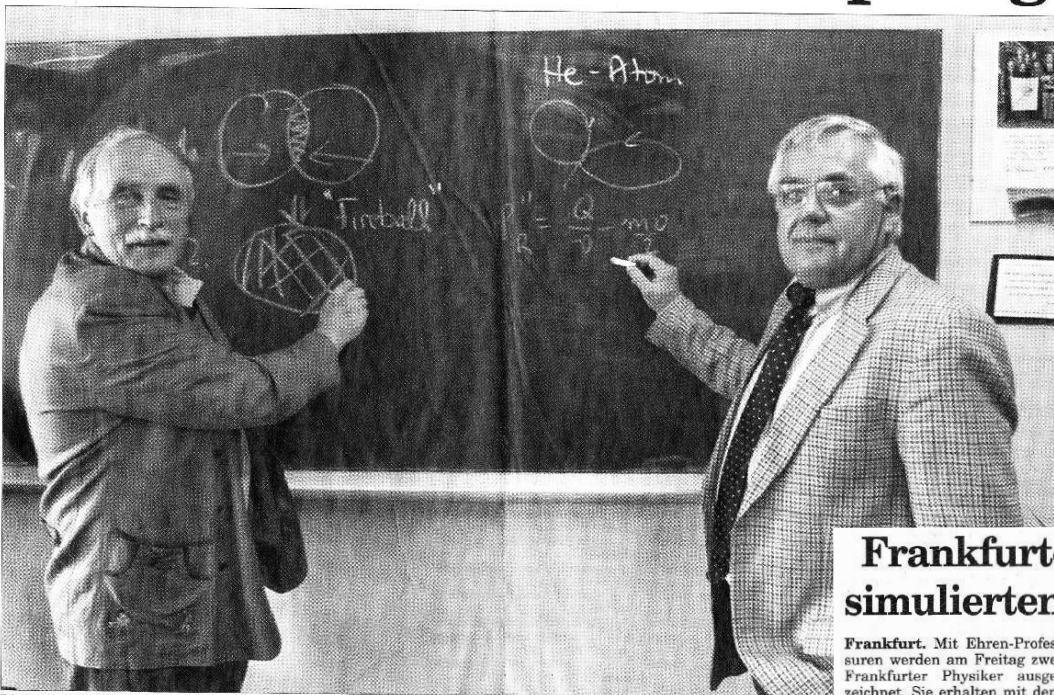
Die dem zweiten Beitrag „A New Form of Nuclear Matter“ zugrundeliegenden Forschungsergebnisse entstanden am europäischen Forschungszentrum CERN in Genf unter wesentlicher Beteiligung des Leibniz-Preisträgers Professor Reinhard Stock. Sie machten im vorigen Jahr Furore, da sie erstmals experimentell belegten, was Wissenschaftler schon lange vermuteten: Das Universum expandiert seit dem Nullpunkt der Zeit.

Frankfurter Rundschau

18.4.2001

Frankfurter Wissenschaftler werden heute für ihre wegweisende Arbeit ausgezeichnet

Wir erforschen die Schöpfung



Die Professoren Reinhard Stock (links) und Horst Schmidt-Böcking erläutern, was passiert, wenn sie es krachen lassen.

27.6.2001

Frankfurter Physiker simulierten den Urknall

Frankfurt. Mit Ehren-Professuren werden am Freitag zwei Frankfurter Physiker ausgezeichnet. Sie erhalten mit dem Titel je 25000 Mark jährlich zur freien Verfügung. Geehrt werden die Frankfurter Physik-Professoren Horst Schmidt-Böcking und Reinhard Stock, wie der Frankfurter Förderverein für Physikalische Grundlagenforschung gestern mitteilte.

Stock simulierte in Beschleuniger-Laboratorien Druckverhältnisse, wie sie im Inneren von Neutronensternen vorkommen, und Temperaturen, die kurz nach dem Urknall vorgelegen haben müssen. Neutronensterne sind Sternleichen, bei denen mindestens 1,4 Sonnenmassen auf ein Raumgebiet von 10 bis 20 Kilometern Durchmesser zusammengepresst sind.

Die Temperatur, die beim Urknall geherrscht haben muss, ist ordentlichen Physikern sehr suspekt: Stimmt die Mathematik, mit der man sie berechnet, so müsste sie zur Zeit Null unendlich hoch gewesen sein. Kurz nach der Zeit Null hingegen kühlte sie ab, wäre sie messbar gewesen. Stock nutzt die Bewegungsenergie geladener Teilchen im Beschleuniger, um durch den Frontalcrash Temperaturen zu

erzeugen wie kurz nach dem Urknall.

Schmidt-Böcking erhält den Preis für seine Leistungen auf dem Gebiet der experimentellen atomaren Stoßphysik. Eines seiner Forschungsgebiete ist die molekulare Röntgenstrahlung. Er entwickelte mit seiner Arbeitsgruppe eine Experimentiertechnik mit geladenen Teilchen, die inzwischen weltweit eingesetzt wird. Die Coltrims-Technik ist ein Fortschritt in der physikalischen und chemischen Experimentiertechnik.

Die beiden Professoren erhalten eine Laureatus-Professur, die ihnen zusätzlich zum Gehalt ein jährliches Budget von 25000 Mark einbringt, so lange sie zum Fachbereich für Physik der Goethe-Universität gehören. Weiter werden am Freitag Ralph Hollinger und Steffen Runkel den mit je 5000 Mark dotierten Preis für die beste Doktorarbeit im Fachbereich und Hartmut Roskos einen alle zwei Jahre verliehenen Preis von 10000 Mark für seine Forschungsarbeit über so genannte Bloch-Oszillatoren in Halbleitern erhalten. (tjs)

Die Feier beginnt am Freitag um 15 Uhr im Max-Buchner-Hörsaal der Dechema, Theodor-Heuss-Allee 25.

Frankfurter
Neue Presse

29.6.2001

Von Thomas J. Schmidt

Frankfurt. Zwei Frankfurter Forscher wagen sich an die letzten Geheimnisse des Universums. Im Labor simuliert Reinhard Stock den Urknall und beobachtet, wie aus einem heißen Plasma feste Materie entsteht. Horst Schmidt-Böcking ist dem Rätsel der Zeit auf der Spur: Er sucht Elektronen, die in der Zeit rückwärts laufen. Sein Mikroskop steht bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung nahe Darmstadt.

Die beiden Forscher werden heute zu Laureatus-Professoren ernannt. Ebenfalls geehrt werden heute um 15 Uhr im Max-Buchner-Hörsaal, Theodor-Heuss-Allee 25, Ralph Hollinger und Steffen Runkel für die besten Doktorarbeiten und Hartmut Roskos für seine Halbleiterforschung.

Reinhard Stock betreibt eigenen Worten zufolge „big science“: Große, teure Experimente, einen Etat von 30 Millionen Mark und zahlreiche Mitarbeiter beaufsichtigt er im Cern bei Genf. Was er macht?

„Einen kleinen Urknall. Wir schauen auf eine sehr frühe Phase der Schöpfung.“ Zwei schwere Atomkerne werden im Ring elektromagnetisch beschleunigt und aufeinander geschossen. Dabei wird es -zig Milliarden Grad heiß - Temperaturen, wie sie Mikroskunden nach dem Urknall geherrscht haben.

Was im Experiment beobachtet werden soll - und Stock ist überzeugt, dass es bereits beobachtet wurde: „Den Phasenübergang vom Teilchen zum Plasma zum Teilchen.“

Das Plasma: Die festen Bestandteile der Bleiatome, Protonen und Neutronen, lösen sich beim Crash auf, werden „flüssig“. Bei Temperatur und Druck wie kurz nach dem Urknall gibt es keine

Protonen und Neutronen. Es gibt nur die Einzelteile, „Quarks“ genannt, und Gluonen. Gluonen sind der Kitt, der nachher, wenn das Universum kühler wird, je drei Quarks zu einem festen Teilchen - Proton oder Neutron - zusammenklebt.

Diese Phasenübergänge - vergleichbar dem Verdampfen und Kondensieren von Wasser - lassen sich bei seinem Experiment beobachten. Dass es etwas zu sehen gibt, davon ist auch Walter Greiner, Leiter des Instituts für Theo-

retische Physik der Goethe-Universität, überzeugt. „Vor 25 Jahren haben wir ausgerechnet, was bei solchen Experimenten herauskommen muss“, sagt der Theoretiker Greiner. „Und ich würde mich sehr wundern, wenn sich herausstellt, dass es den Phasenübergang nicht gibt. Dann wären die Grundlagen der Quantenphysik erschüttert, die Lehrbücher müssten umgeschrieben werden.“ Greiner ist derjenige, der Stock und Schmidt-Böcking für die mit jährlich 25000 Mark dotierten Laureatus-Professuren vorgeschlagen hat.

Theoretische Physiker gleichen Geistlichen, die das Heilige Buch der Natur lesen. Die Seiten umblättern müssen die Experimentalphysiker.“ Deswegen werden heute Experi-

STICHWORT: LAUREATUS-PROFESSUR

Frankfurt. Der Förderverein für Physikalische Grundlagenforschung hat zwei Laureatus-Professuren eingerichtet. Zwei Professoren erhalten, zu Ehren-Professoren ernannt, für die Zeit ihrer Zugehörigkeit zur Physik-Fakultät der Universität jährlich 25000 Mark. Regelmäßig werden weitere Preise, unter

anderem für die beste Doktorarbeit, vergeben. Zu den Preisstiftern zählen Andreas und Tanja Lyson, und Nilly Eisenberg (Laureatus-Professuren), Michael und Biserka Baum, Gernot und Carin Frank und eine Frankfurter Rechtsanwalt-Familie. Prof. Walter Greiner ist Initiator des Fördervereins. (tjs)

mentalphysiker geehrt.

Nach Greiners Auffassung ist Horst Schmidt-Böcking vom Kernphysikalischen Institut der Goethe-Universität, einer der exaktesten Experimentatoren. Mit seinen wegweisenden, neuen „Mikroskopen“, die von Frankfurter Firmen gebaut und von Schmidt-Böckings Doktoranten weltweit betrieben würden, könne man in Atome und Moleküle „schauen“, beobachten, wie die Elektronen sich verhalten. „Wir sehen den Tanz der Elektronen ganz dicht am Atomkern“, erläutert Schmidt-Böcking. Was an diesem Tanz interessiert: „In der Alltagswelt läuft die Zeit nur vorwärts. Die elementaren Prinzipien der Physik sind aber zeitsymmetrisch; Prozesse könnten auch rückwärts ablaufen. Uns interessiert: Tanzen die Elektronen vorwärts oder rückwärts?“ Auch wenn die Antwort auf diese Frage noch nicht ganz eindeutig ist, hat Schmidt-Böcking hat mit seinem Mikroskop Dinge beobachtet, die noch kein Mensch vor ihm gesehen hat.

Frankfurter Rundschau

27.6.2001

Sechs Frankfurter Bürger spenden regelmäßig für die Physik

Förderverein für Grundlagenforschung vergibt zwei Laureatus-Professuren und weitere Auszeichnungen

Von Christina Hebel

Der „Frankfurter Förderverein für Physikalische Grundlagenforschung“ hat eine zweite Laureatus-Professur eingerichtet. Die Preisträger sind die Professoren Horst Schmidt-Böcking und Reinhard Stock. Sie werden am Freitagnachmittag, 29. Juni, bei einer akademischen Feierstunde geehrt. Der Verein unterstützt seit drei Jahren den Fachbereich Physik der Johann Wolfgang Goethe-Universität.

„Wir ehren Leute, die exzellent in Lehre und Forschung sind und hervorragende – auch internationale – Arbeit geleistet haben“, sagt Professor Walter Greiner. Er gründete den Förderverein mit Kollegen und privaten Sponsoren. Zurzeit spenden sechs Frankfurter Bürger regelmäßig für

das Institut. „Wir wollen die Physik attraktiver machen“, sagt Greiner.

Durch das Geld werden auch die Laureatus-Professuren möglich. Ein Professor Laureatus bekommt zusätzlich zu seinem Gehalt und seiner Ausstattung von einem privaten Stifter 25 000 Mark im Jahr – und zwar so lange, wie er dem Fachbereich angehört. „Über das Geld können die Träger frei verfügen“, teilt Greiner mit.

Die erste Laureatus-Professur, die „Stefan-Lyson-Professur“, wurde 1999 ins Leben gerufen. In diesem Jahr bekommt sie Professor Horst Schmidt-Böcking. Ermöglicht wird sie durch den Frankfurter Architekten Andreas Lyson, der sie in Erinnerung an seinen Vater schuf. Die zweite Professur, die „Judah-M.-Eisenberg-Stiftungsprofessur“, wurde erst in diesem Jahr initiiert. Sie erinnert an einen inzwischen ver-

storbenen israelischen Kollegen. Sie wird Professor Reinhard Stock verliehen. Ein Frankfurter Anwalt, der ungenannt bleiben möchte, finanziert sie. „Wir planen eine dritte oder vierte Laureatus-Professur, mehr aber nicht, schließlich sollen sie ein Anreiz sein“, sagt Greiner.

Am Freitagnachmittag werden zudem Ralph Holliger und Steffen Runkel mit dem Gernot und Carin Frank-Preis, benannt nach dem Frankfurter Ehepaar, für die besten Dissertationen mit jeweils 5000 Mark geehrt. Zum ersten Mal wird in diesem Jahr der Michael und Biserka Baum-Preis vergeben: Professor Hartmut Roskos wird für seine Forschungen über Bloch-Oszillationen in Halbleitern und ihre Anwendung mit 10 000 Mark ausgezeichnet. Finanziert wird der Preis durch das Ehepaar Michael und Biserka Baum.

Der Förderverein will seine Aktivitäten ausweiten. „Wir wollen die größeren Stände in unserem Fachbereich“, so Professor Greiner. Die Lan- tel, die sein Institut bekommt, sind den vergangenen zehn Jahren um zent gesunken. „Wir mussten rund schrift abbestellen“, sagt Greiner: che jetzt Paten, die verschiedene schrift-Abonnements spenden. sollen Bücher für die Bibliothek schaff werden.

Frankfurts Fachbereich für Physik international eines der führenden te. Die Qualität der Arbeit müsse e bleiben. Deshalb plant der Verein, dien für Doktoranden zu schaffen. len mit dem Geld ihre Forschungser se auf internationale Tagungen pri ren können.

Frankfurter Allgemeine

17.6.2001

Zweite Laureatus-Professur für Physik

Weil Hochschule und Ministerium die Mittel streichen: Förderverein unterstützt Frankfurter Fachbereich

FRANKFURT. Frankfurts Physiker sind Extraklasse: Der Fachbereich Physik an der Frankfurter Johann Wolfgang Goethe-Universität ist international einer der führenden und braucht sich vor keinem der Physik-Institute berühmter amerikanischer oder englischer Universitäten zu verstecken. Dennoch wissen nicht nur Frankfurter Bürger in der Regel nicht, welche bedeutende Forschungseinrichtung ihre Universität ihr eigen nennt. Auch die Hochschulverwaltung beziehungsweise das Wissenschaftsministerium in Wiesbaden, die über die Verteilung der Mittel entscheiden, scheinen die Wichtigkeit der Frankfurter Physik zu unterschätzen.

Wie sonst ist es zu erklären, daß der Fachbereich wegen Geldmangels Jahr für Jahr wichtige Fachzeitschriften abbestellen muß – allein in den vergangenen drei Jahren waren es mehr als 20 Titel. Diese Erosion gehe an die Substanz und drohe, die Qualität von Forschung und Lehre auszuhöhlen, warnt Professor Walter Greiner, eine anerkannte Kapazität, aus dessen Schule ein Dutzend Professoren hervorgegangen ist.

Freilich legen die Frankfurter Physiker nicht die Hände in den Schoß und warten auf die besseren Zeiten, die den Hochschulen schon seit Jahren versprochen werden. Um mehr Unterstützung für ihr Fach zu bekommen, haben Professoren des Fachbereichs und private Sponsoren vor drei Jahren den „Frankfurter Förderverein für Physikalische Grundlagenforschung“ gegründet. Den Förderern sind in dieser kurzen Zeit schon einige Vorhaben gelungen, um die sie manch anderer Fachbereich beneidet. Das wichtigste:

Sie haben zwei Laureatus-Professuren eingerichtet.

Ein Professor laureatus bekommt zusätzlich zu seinem Gehalt und seiner Ausstattung von einem privaten Stifter 25 000 Mark im Jahr zur freien Verfügung. Mit dem Preis sollen nicht nur hervorragende Professoren ausgezeichnet werden. Der Verein möchte auch sogenannten Extraordinarien, die in der Gehaltseinstufung als C 3-Professoren gelten, von der Bezahlung her in den

benannt nach einem einst dem Fachbereich eng verbundenen, inzwischen verstorbenen israelischen Physiker, die zweite Laureatus-Professur ins Leben gerufen werden konnte. Der Stifter, ein Frankfurter Anwalt, möchte ungenannt bleiben. Zwei Jahre zuvor schon war die erste Stiftungsprofessur geschaffen worden, die „Stefan-Lyson-Professur“, die der Frankfurter Architekt Andreas Lyson in Erinnerung an seinen Vater ermöglichte. Mit ihr wird jetzt Professor Horst Schmidt-Böcking geehrt, mit der neuen Eisenberg-Professur der Physiker Reinhard Stock.

Zum zweiten Mal wird in diesem Jahr der mit 5000 Mark dotierte Gernot und Carin Franck-Preis für die beste Dissertation des Jahres vergeben. Ausgezeichnet werden dieses Mal die beiden Wissenschaftler Ralph Holliger und Steffen Runkel. Mit dem neugeschaffenen und mit 10 000 Mark dotierten Michael und Biserka Baum-Preis wird Professor Hartmut Roskos vom Physikalischen Institut für seine Forschungen über Bloch-Oszillationen in Halbleitern und ihre Anwendung geehrt.

Der „Förderverein für Physikalische Grundlagenforschung“ will sich mit diesen Aktivitäten nicht begnügen, sondern den Kreis der Förderer ausweiten, um andere Vorhaben verwirklichen zu können wie etwa Stipendien für Doktoranden, damit diese ihre Arbeiten auf internationalen Kongressen präsentieren können. Und dann ist da auch noch die auf Diät gesetzte Fachbereichs-Bibliothek. Vielleicht findet sich ja ein Spender, der auf seine Kosten für das Physikalische Institut 20 Zeitschriften abonniert. HANS RIEBSAMEN

Rang von Ordinarien (C 4-Professoren) heben. Denn der Aufstieg vom C 3- zum C 4-Professor ist an deutschen Universitäten praktisch unmöglich.

Drei oder gar vier Laureatus-Professuren, dies hat sich der Förderverein zum Ziel gesetzt, soll es am Fachbereich Physik geben. Dieses Ziel ist in erreichbare Nähe gerückt, nachdem jetzt mit der „Judah-M.-Eisenberg-Stiftungsprofessur“,

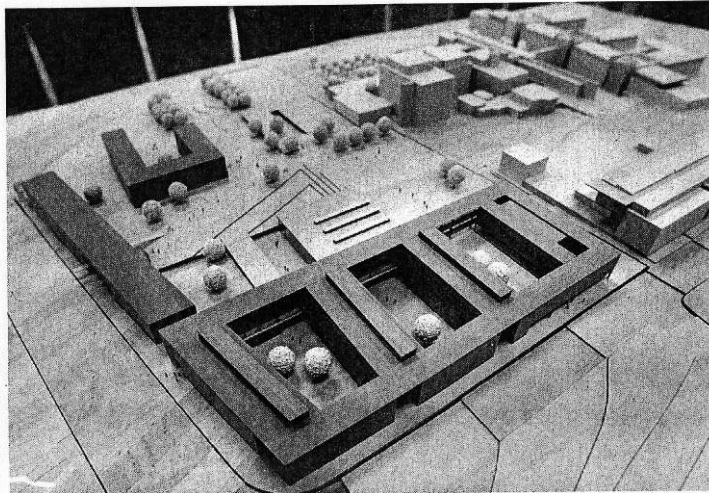
Physiker der Goethe-Universität bald unter einem Dach

Wettbewerb für Institutsneubau auf dem Riedberg-Campus beendet / Umzug bis Ende 2004 / Kosten von 140 Millionen Mark

zos. FRANKFURT. Der Neubau für die physikalischen Institute der Goethe-Universität auf dem Riedberg-Campus wird voraussichtlich nach Plänen des Architektenbüros Broghammer Jana Wohlleber entstehen. Mit dem Entwurf eines Gebäudekomplexes, der die bisher über das Stadtgebiet verstreuten Einrichtungen des Fachbereichs Physik aufnehmen soll, haben die Planer aus Zimmern den Realisierungswettbewerb des Landes und der Hochschule gewonnen. Wissenschaftsministerin Ruth Wagner (FDP) überreichte den Architekten gestern in Frankfurt den mit 100 000 Mark dotierten ersten Preis. Zwei dritte Preise, verbunden mit je 50 000 Mark, gingen an zwei Stuttgarter Architekturbüros; die Entwürfe von zwei weiteren Teilnehmern wurden für jeweils 28 000 Mark angekauft. Der Jury des europaweit ausgeschriebenen Wettbewerbs gehörten Architekten, Ingenieure, Vertreter des Landes und der Universität an.

Der Siegerentwurf zeichnet sich nach den Worten des stellvertretenden Fachpreisrichters, des Architekten Zvonko Turkau, durch große Kompaktheit und Ökonomie, aber auch durch seine Offenheit für Erweiterungen aus. Im Mittelpunkt steht ein vier-eckiger, rahmenartiger Bau; das Innere des „schiefen“ Rahmens wird durch zwei Querbauten geteilt. Zum bestehenden Riedberg-Campus hin zeigt der Komplex eine breite Glasfront mit Galerien und den Haupteingängen der Institute. Dieser Front vorgelagert ist eine zum Teil in den Boden eingelassene, 1100 Quadratmeter große Experimentierhalle. Insgesamt werden die Neubauten eine Nutzfläche von 13 500 Quadratmetern bieten; das ist mehr, als beispielsweise der AFE-Turm auf dem Bockenheimer Campus umfaßt. Der durch einen gültigen Bebauungsplan vorgegebene Raum wird von den Zimmerer Architekten so genutzt, daß weitere Neubauten – etwa für Institute der Mathematik und Informatik – ohne Schwierigkeiten möglich wären.

Gleich es nach dem Willen der Universität und des Landes, wird der Bauvorschlag der



Viel Platz für Forschung und Lehre bietet den Frankfurter Physikern der Entwurf des Architektenbüros Broghammer Jana Wohlleber. Der Hauptbau (vorn im Bild) nimmt Labors, Hörsäle und Seminarräume auf; dahinter (Bildmitte) liegt halb in den Boden eingelassene die große Experimentierhalle.

Foto Marcus Kaufhold

Wettbewerbssieger mit geringen Modifikationen in die Tat umgesetzt – und zwar bis zum Jahresende 2004. Bis dahin nämlich muß das Institut für Kernphysik sein jetziges Domizil auf dem Rebstockgelände geräumt haben. Dies ist im Kulturvertrag zwischen Frankfurt und dem Land Hessen festgeschrieben. Am Rebstock will die Stadt ein neues Wohnviertel schaffen, wofür auch das Grundstück der Kernphysik an der August-Euler-Straße gebraucht wird.

Gute Gründe für einen Umzug haben auch die physikalischen Institute, die derzeit im Gebäude des Physikalischen Vereins an der Robert-Mayer-Straße in Bockenheim untergebracht sind. Zwar darf die Universität die Räume dort bis zur Mitte dieses Jahrhunderts nutzen, doch sind sie in einem Zustand, der den Anforderungen moderner physikalischer Forschung und

Lehre nicht genügt. Die Labors dort auf einen zeitgemäßen Stand zu bringen wäre nach Auffassung des Landes und der Hochschule zu teuer – also gab man auch hier dem Umzug an den Niederurseler Hang den Vorzug.

Für die Überlassung des Grundstücks am Rebstock zahlt die Kommune 40 Millionen Mark an das Land. Dieser Betrag wird in die Neubauten auf dem Riedberg-Campus investiert, deren Gesamtkosten sich nach Angaben von Wagner auf rund 140 Millionen Mark belaufen. Die Hälfte dieser Summe soll der Bund beisteuern.

Bevor der erste Spatenstich getan werden kann, muß sich noch der Wissenschaftsrat mit dem Vorhaben auseinandersetzen. Wagner und Universitätspräsident Rudolf Steinberg zeigten sich gestern jedoch zuversichtlich, daß die Voraussetzungen für ei-

nen baldigen Baubeginn rasch geschaffen werden könnten. Mit dem Abschluß des Wettbewerbs ist die Goethe-Universität nach Meinung Steinbergs ihrem Ziel einen wichtigen Schritt näher gekommen, durch die Konzentration auf das Westend, den Riedberg und das Klinikum zu einer „Drei-Standorte-Hochschule“ zu werden. Der Präsident bedankte sich für die „nachdrückliche Unterstützung“ der Landesregierung bei der Vorbereitung des Umzugs. Zugleich appellierte er an Oberbürgermeisterin Petra Roth (CDU), die Voraussetzungen für einen Ausbau des neuen Uni-Standorts Westend und neue Nutzungen des alten Bockenheimer Campus zu schaffen.

Die Entwürfe der Wettbewerbsteilnehmer sind von heute an bis zum 24. November und dann noch einmal vom 26. bis 29. November in der Alten Mensa an der Bockenheimer Landstraße zu besichtigen.

20.11.2001

Frankfurter Rundschau

140 Millionen werden für die Physik verbaut

Langes dreigeschossige Gebäude soll bis zum Herbst 2004 fertig sein

Kompakt, flächensparend, kurze Wege und viele Kreuzungspunkte: So soll der Neubau der physikalischen Institute am Niederurseler Hang aussehen.

Rund 140 Millionen Mark kostet das Projekt an der nordöstlichen Ecke des geplanten „grünen Campus“ der Johann-Wolfgang-Goethe-Universität südlich des neuen Stadtteils Riedberg. Spätestens Ende kommenden Jahres soll der erste Spatenstich erfolgen, zum Wintersemester 2004/2005 der Betrieb aufgenommen werden. „Fast Weltrekord“ seien die zehn Stunden, die das Preisgericht für seine Entscheidung nur gebraucht habe, zollte Uni-Präsident Rudolf Steinberg Architekten und Physikern Beifall. Die hatten sich vor einer Woche schon unter insgesamt 44 Bewerbern einstimmig für die Zimmerer Architekten Broghammer, Jana und Wohlleber mit ihrem länglichen dreigeschossigen, teilweise im Hang liegenden Konzept entschieden. Am gestrigen Dienstag wurde der prämierte Entwurf im Beisein der hessischen Wissenschaftsministerin Ruth Wagner (FDP) offiziell vorgestellt.

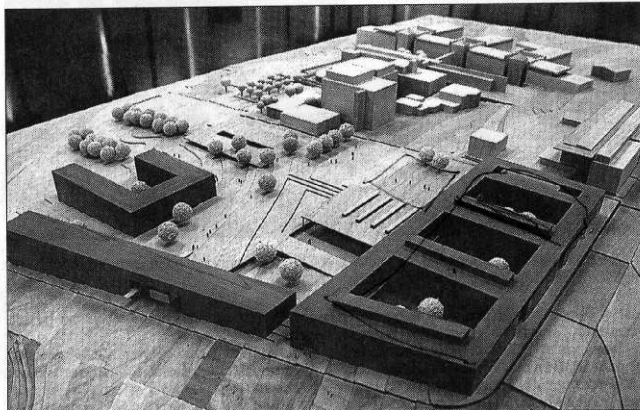
Ministerin Wagner konnte gleich frohe Botschaft überbringen: Der nächste Haushalt – zurzeit erfolgt die zweite Lesung in Wiesbaden – werde beim Geld für die Uni-

versitäten stabil bleiben, damit seien die Um- und Neubauprojekte der Frankfurter in den kommenden Jahren gesichert.

Während die Geisteswissenschaften im teilweise noch zu renovierenden IG-Farben-Haus im Westend untergekommen ist und die Naturwissenschaften auf den Riedberg verlagert werden, muss auch die Universitätsklinik am Main gründlich erneuert werden. Zuvor stehen aber erst noch die 13 500 Quadratmeter Nutzfläche für die Physik am Niederurseler Hang an. Die müssen spätestens 2004 bezugsfertig sein, denn dann braucht die Stadt Frankfurt das Rebstockgelände im Westen, wo zurzeit die Kernphysik untergebracht ist für ihre Planungen. „Bevor die damit anfan-

gen, sind sie aber erst am Riedberg im Zugzwang“, sagt Peter Rost, Leiter der Präsidial- und Planungsabteilung der Uni.

Wer nun schneller den Riedberg im Frankfurter Norden bebaut, ist für Rost nicht unwichtig: Der neue Campus brauche schnell eine Anbindung ans öffentliche Verkehrsnetz. Der genannte Zeitpunkt 2005 erscheint Rost „optimistisch“, da es nicht einmal Straßen im Neubaugebiet gibt. „Die fahren quasi über den Campus. Wenn die Physik Institute stehen, geht das nicht mehr.“ Dann nämlich können die Physiker bei ihren Experimenten weder Erschütterungen durch Baufahrzeuge noch größere elektromagnetische Schwingungen von außen gebrauchen. rut



Neubau der physikalischen Institute am Niederurseler Hang: Unter insgesamt 44 Bewerbern hat man sich einstimmig für den Entwurf der Architekten Broghammer, Jana und Wohlleber entschieden. Die sehen den Neubau langgestreckt, dreigeschossig, teilweise im Hang liegend. (FR-Bild: Rolf Oeser)

Die Johann Wolfgang Goethe-Universität plant die „Wiedervereinigung“ des Fachbereichs Physik auf dem Naturwissenschaftlichen Campus in Niederursel. Das Ergebnis des Architekten- Wettbewerbs für den geplanten Neubau wurde am 19.11.2001 in Anwesenheit der hessischen Wissenschaftsministerin Ruth Wagner auf einer Pressekonferenz vorgestellt.

Uni Report 12.12.2001

Physiker mit Perspektiven

Bis 2004 wird der Neubau Physik auf dem Campus Riedberg errichtet

Das Votum des Preisgerichts unter Vorsitz von Prof. Carlo Weber aus Stuttgart war eindeutig: Die Entscheidung für den Sieger des Realisierungswettbewerbs des Neubaus der Physik auf dem Campus Riedberg fiel einstimmig. Präsident Rudolf Steinberg mutmaßte bei der Preisverleihung wenige Tage später, die ungewöhnlich kurze Zeit der Entscheidungsfindung – das Preisgericht tagte »nur« zehn Stunden – sei möglicherweise weltrekordverdächtig.

Das Fachgremium entschied sich für den Entwurf des Büros Broghammer Jana Wolleben, Zimmern; den mit 100.000 Mark dotierten Preis überreichte die hessische Ministerin für Wissenschaft und Kunst, Ruth Wagner. Steinberg wertete die Entscheidung als wichtigen Schritt hin zu einer »Drei-Standort-Universität«; die Konzentration auf die Standorte Riedberg, Westend und Niederrad (Medizin) sei erklärtes Ziel. Er dankte in diesem Zusammenhang ausdrücklich dem Land für die nachdrückliche Unterstützung dieser Pläne.

Der preisgekrönte Vorschlag überzeugte in allen Bewertungskriterien: Architektur, Städtebau, Raumplanerfüllung, Freiraumgestaltung, Erschließung sowie Funktionalität und Flexibilität, das Technikkonzept und der wirtschaftliche Flächenverbrauch. Auch in den wichtigen Parametern Bau- und Betriebskosten zeigte die Planung keine Schwäche. Besonders Detail und elegante Lösung zugleich ist die halb in den Hang eingegrubene große Experimentierhalle, die

ein Gründach erhalten wird. Die Architekten berücksichtigten ausdrücklich die städtebauliche Einbindung des neuen Gebäudekomplexes, der einmal den Übergang des Campus Riedberg zum neuen Stadtteil Riedberg bilden wird. Die Gebäudeachsen verlaufen in Nord-Süd-Richtung; der Komplex öffnet sich nach Süden. Die gesamte Gebäudeanlage zeichnet sich durch kurze Wege aus und schafft damit eine kommunikationsfördernde Atmosphäre.

Mit einem Kostenaufwand von 70 Millionen Euro soll das preisgekrönte Gebäude nun bis zum Jahre 2004 auf dem Campus Riedberg errichtet werden und spätestens zu Beginn des Jahres 2005 bezugsfertig sein. An den Baukosten wird sich die Stadt Frankfurt gemäß einer Vereinbarung im Rahmen des Kulturvertrags mit 20,5 Millionen Euro beteiligen und damit die Verlagerung der Kernphysik vom derzeitigen Standort am Rebstock auf den Riedberg finanziell tragen, die bis zum 31.12.2004 abgeschlossen sein muss. Insgesamt werden fast 14.000 Quadratmeter Hauptnutzfläche errichtet und ausgestattet.

Ruth Wagner wies darauf hin, dass der Neubau Chancen eröffne, die bislang genutzten Räumlichkeiten an der Robert-Mayer-Straße auf dem Campus Bockenheim einer baulich weniger aufwändigen Nutzung zuzuführen, als sie eine kostenintensive Modernisierung für die Physik erfordert hätten. Die derzeit von der Physik genutzten Gebäude waren dem Land von der Senckenbergischen Stiftung und dem Physikalischen Verein für Zwecke der Universität



Die Architekten und das Modell ihres preisgekrönten Entwurfs: Hanns Jana, Ingolf Kanzler, Dieter Broghammer und Werner Wohlleb mit Ministerin Ruth Wagner und Präsident Rudolf Steinberg

überlassen worden. Die vertraglich vereinbarte Restlaufzeit beträgt noch 50 Jahre.

Der integrierte Architektur- und Ingenieurwettbewerb habe sich, so Wagner, erneut als hervorragendes Planungsinstrument erwiesen.

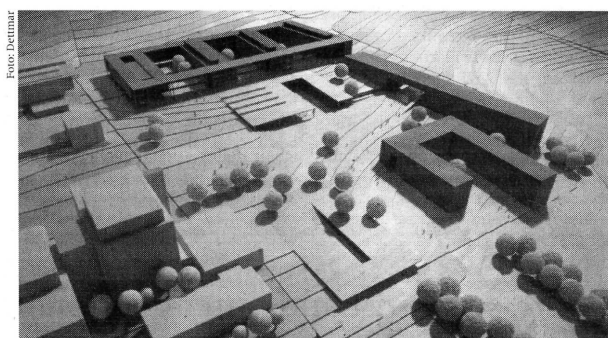
Denn ähnlich rekordverdächtig wie die rasche Preisvergabe war auch die

Dauer des Verfahrens, das in nur sieben Monaten abgewickelt wurde.

Die Bauplanung war europaweit ausgeschrieben worden, um ein möglichst optimales Ergebnis zu erzielen. Um der Komplexität des Vorhabens frühzeitig gerecht zu werden, wurde der Realisierungswettbewerb als interdisziplinärer Architekten-

und Ingenieurwettbewerb ausgeschrieben und im Rahmen eines einstufig beschränkten Verfahrens durchgeführt. Vorgeschaltet war ein Bewerbungsverfahren mit offener Teilnahme; der »Startschuss« dafür fiel Ende April 2001. Aus dem Kreis

Fortsetzung auf Seite 2



Blick von Südwesten auf den Neubau Physik (Querriegel im Hintergrund). Die Experimentierhalle ist teilweise versenkt. Die Gebäude rechts im Bild werden zu einem späteren Zeitpunkt realisiert; vorn links: die Gebäude der Chemie.

der etwa vierzig eingegangenen Bewerbungen wurden acht Teams – Architekten und Ingenieure, Gebäude-techniker und Tragwerkplaner zur Teilnahme am Wettbewerbsverfahren ausgewählt. Alle ausgewählten Teilnehmer nahmen die Herausforderung an und reichten fristgerecht ihre Beiträge ein. Die Anonymität wurde bis zum Verfahrensabschluss strengstens gewahrt. Partner des Preisträgers Broghammer Jana Wohlleb sind die Planungsgruppe M+M aus Böblingen so wie Hofmann + Brett, Freiburg.

Doch nicht nur ein erster Preis

wurde vergeben; jeweils einen dritten Preis, verbunden mit einer Preissumme von 50.000 Mark, vergab das Preisgericht an die Büros Mahler Günster Fuchs aus Stuttgart so wie Wulf und Partner, ebenfalls Stuttgart. Angekauft für jeweils 28.000 Mark wurden die Entwürfe der Büros Weindel, Karlsruhe, so wie Brendel und Partner, Stuttgart.

Bevor mit dem Bau begonnen werden kann, muss sich nun noch der Wissenschaftsrat mit dem Projekt befassen und eine Empfehlung zur Mitfinanzierungsfähigkeit durch den Bund beschließen. (UR)



IKF- Adressen, Lageplan

Postanschrift:

Institut für Kernphysik
August-Euler-Straße 6
D-60486 Frankfurt am Main

www Adresse:

<http://www.ikf.physik.uni-frankfurt.de>

Geschäftsführender Direktor:

Prof. Dr. Herbert Ströbele

Fax:

049 (0) 69 798 2 42 12

Sekretariat:

049 (0) 69 798 2 42 02

Pforte:

049 (0) 69 798 2 42 38

Prof. Dr. Reinhard Dörner

Tel.: 049 (0) 69 798 2 42 18 doerner@hsb.uni-frankfurt.de

Prof. Dr. Thomas Elze

Tel.: 049 (0) 69 798 2 42 65 elze@ikf.uni-frankfurt.de

Prof. Dr. Walter Henning

Tel.: 049 (0) 6159 71 26 48 w.f.henning@gsi.de

Prof. Dr. Ulrich Lynen

Tel.: 049 (0) 6159 71 27 63 u.lynen@gsi.de

Prof. Dr. Horst Schmidt-Böcking

Tel.: 049 (0) 69 798 242 52 schmidt@hsb.uni-frankfurt.de

Prof. Dr. Reinhard Stock

Tel.: 049 (0) 69 798 242 40 stock@ikf.de

Prof. Dr. Herbert Ströbele

Tel.: 049 (0) 69 798 2 42 59 stroebele@ikf.uni-frankfurt.de

em. Prof. Dr. Klaus Bethge

Tel.: 049 (0) 69 798 242 42 bethge@ikf.uni-frankfurt.de

i.R. Karl-Ontjes Groeneveld

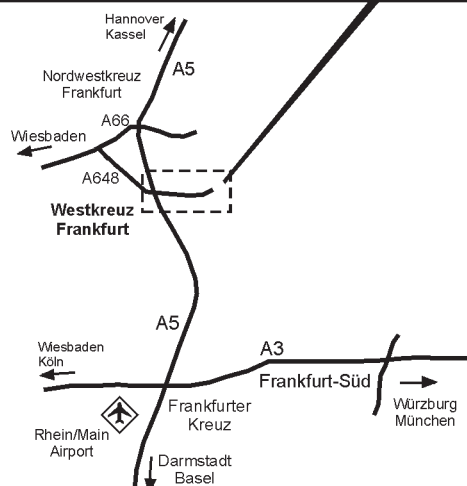
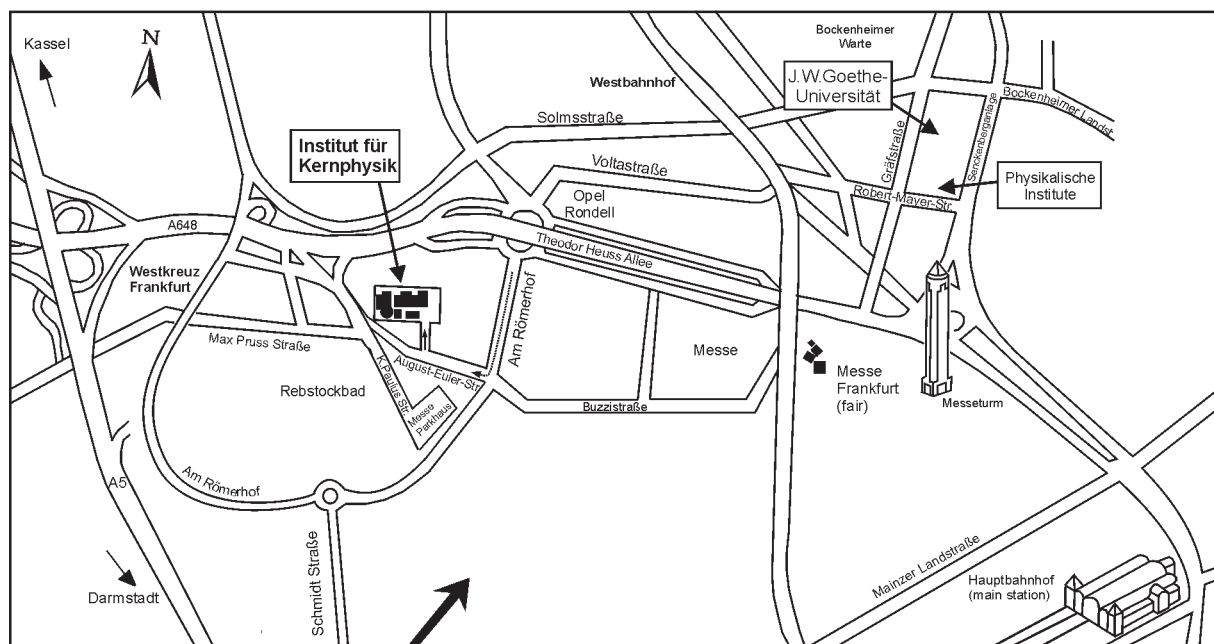
Tel.: 049 (0) 69 798 242 51 groeneveld@em.uni-frankfurt.de

i.R. Prof. Dr. Friedel Rauch

Tel.: 049 (0) 69 798 242 71 f.rauch@em.uni-frankfurt.de

em. Prof. Dr. Erwin Schopper

Tel.: 049 (0) 69 798 242 72 schopper@vff@uni-frankfurt.de



Aufgrund der Bauarbeiten auf dem Rebstockgelände, kann es zu Verkehrsänderungen kommen.

Autorenindex

A			
Adler, C.	17, 60	Garcia de Abajo, F.J.	27
Aleksandrov, D.	19	Gazdzicki, M.	13
Alice Kollaboration	60, 17, 63	Geissel, W.	18, 19, 20
Amend, W.	63, 64, 74	Groeneveld, K.O.	67, 68
Arenholz, E.	27	Grosse, E.	25
Aumann, T.	18, 19, 20	Grünschloß A.	18, 20
Axelsson, L.	19	Gumberidze, A.	39, 42, 43
B		H	
Baumann, H.	51, 53, 55, 70	HADES Kollaboration	20
Baumann, T.	19	Hagman, S.	32, 42, 43
Bednarz, G.	42, 43	Hartmann, R.	69
Benis, M.	65	Hattaß, M.	32, 34, 38, 67, 68
Berger, J.	17, 60	Heid, S.	69
Bethge, K.	51, 53, 55, 70	Helariutta, K.	18
Beyer, H.	42, 43	Hellström, M.	18, 19, 20
Bialas, N.	63, 64, 74	Herminghaus, S.	69
Birkmann, B.	45	Hillebrecht, F.U.	34
Blume, C.	13	Hohn, O.	32, 34, 37, 57, 71, 72
Boretzky, K.	18, 20	Hussein, M.S.	18
Borge, M.J.G.	19	I	
Bramm, R.	13	Ilievski, S.	18, 20
Bräuning, H.	42	Ivanov, M.	62
Bräuning-Demian, A.	37, 42, 57, 58, 71, 72	Iwasa, N.	20
Braun-Munzinger, P.	62	J	
Bray, I.	29	Jagutzki, O.	32, 36, 65
Buncic, P.	13	Jahnke, T.	27, 29, 32, 34, 37, 38, 57, 58, 71, 72
C		Jaloway, T.	34, 67, 68
Cai, X.	42, 43	Jockel, D.	45
Canto, L.F.	18	Jones, K.L.	18, 20
Carlson, B.V.	18	Jonson, B.	19
Cherepkov, N.A.	27	K	
Chulkov, L.V.	19	Kammer, S.	27, 29, 66
Cocke, C.L.	27, 29	Kheifets, A.	29
Cortina-Gil, D.	18, 19, 20	Kirschner, J.	34
Czasch, A.	27, 32, 34, 38	Klepper, O.	42, 43
D		Klinke, R.	69
Datta Pramanik, U.	18, 20	Knapp, A.	27, 29, 32
Dietel, T.	17	Koczon, P.	25
Diez Muino, R.	27	Köhler, E.	63, 64, 74
Dilfer, W.	73	Kohlmeyer, B.	25
Dinkelaker, P.	13	Kölichhaus, J.	75
Dörner, R.	27, 29, 31, 32, 37, 38, 66, 71, 72	Kollegger, T.	13, 60
Dostal, W.	19	Kozhuharov, C.	42, 43
E		Kral, A.	69
Eberlein, B.	19	Kratz, J.V.	18, 19, 20
Elze, Th.W.	18, 19	Kraus, I.	13
Emling, H.	18, 19	Kulesa, R.	18, 20
F		L	
Fadley, C.S.	27	Landers, A.L.	27, 29
Farenzena, L.S.	67, 68	Landgraf, J.	60
Fiess, J.	62	Lanfermann, H.	69
Flierl, D.	17, 60	Lang, S.	25
Förster A.	25	Lange, J.S.	17, 60
Forssén, C.	19	Leifels, Y.	19, 20
Frankenfeld, U.	62	Leistenschneider, A.	18, 20
Freyhardt, H.C.	45	LeVine, M.J.	60
Fritzsche, S.	39, 41	Liesen, D.	42, 43
G		Ljubicic, A. Jr.	60
Garabatos, C.	62	Lubkiewicz, E.	18, 20

M			
Ma, X.	42	Schwientek, S.	37, 71, 72
Markenroth, K.	19	Semenov, S.K.	27
Matz, W.	51	Senger, E.	25
Meister, M.	19	Seyler-Dielmann, P.	76
Menzel, M.	25	Shevelko, V.P.	40
Meyer, J.D.	45	Shin, Y.	25
Miclea, M.	58	Sieprowski, D.	42, 43
Mischke, A.	13	Silveira, E.F. da	67, 68
Mokler, P.H.	42, 43	Simon, H.	18, 19, 20
Morozov, A.	34	Spielberger, L.	37, 71, 72
Mücklich, A.	51	Spillmann, U.	65
Mueller, G.	45, 47	Stachura, Z.	43
Münzenberger, G.	18, 20	STAR Kollab.	60
Muthig, A.	42	Staudte, A.	38, 65
N			
NA49 Kollaboration	13	Steck, M.	43
Naumann, L.	25	Stiebing, K.E.	31
Nelson, J.	60	Stock, R.	13, 17, 60, 62, 63, 64
Neugebauer, R.	67, 68	Stöhlker, Th.	39, 40, 41, 42, 43
Nickles, J.	27, 29	Ströbele, H.	13, 25
Nilsson, T.	19	Struck, C.	17
Nyman, G.	19	Sturm, C.	25
O			
Oeschler, H.	25	Surzhykov, A.	41
Osipov, T.	29	T	
P			
Palit, R.	18, 20	Tengblad, O.	19
Penache, C.	37, 57, 58, 71, 72	Theodossiu, E.	51
Pfützner, M.	19	Thierfelder, C.	69
Ploskon, M.	25	Tillein, J.	69
Ponciano, C.R.	67, 68	Titze, J.	36
Prior, M.H.	27, 29	Toleikis, S.	42, 43
Pühlhofer, F.	25	Tolstkhina, I.Yu	40
R			
Reiter, P.	18, 20	Trummel, M.	31
Renfordt, R.	13, 62, 64	U	
Richter, A.	19	Uhlig, F.	25
Riisager, K.	19	Ullmann, K.	65
Rippert, Y.	75	Urban, M.	63, 64, 74
Roehrich, D.	60	V	
Rolles, D.	27	Van Hove, M.A.	27
Rösch, J.	27, 29	Vranic, D.	62
Rudolphi, M.	53, 70	W	
Rüschmann, G.	63, 64, 74	Wagner, A.	25
S			
Sandoval, A.	13	Wajda, E.	18, 20
Sann, H.	13, 62	Walús, W.	18, 20, 25
Scheidenberger, C.	18, 19, 20	Warczak, A.	42, 43
Scheikowski, J.	76	Weber, Th.	27, 29, 34, 38
Schmah, A.	25	Weckenbrock, M.	66
Schmidt, H.R.	62	Weingärtner, R.	47
Schmidt, K.-H.	18	Wellmann, P.	47
Schmidt, L.Ph. H.	29, 32, 36	Wetzler, A.	13
Schmidt-Böcking, H.	27, 29, 31, 32, 34, 36, 37, 38, 57, 58, 65, 67, 68, 71, 72	Wiedemann, B.	45, 47
Schneider, K.	73	Wimmer, C.	37, 71, 72
Schöffler, M.	32, 36, 38	Y	
Schößler, S.	27, 29, 32, 34, 36, 38, 57, 58, 71, 72	Yepes, P.	60
Schuck, T.	25	Young, A.	27
Schütze, M.	55	Z	
Schwab, E.	25	Zanella, F.E.	69
		Zanger, E.	75
		Zaraneck, J.	13
		Zhukov, M.V.	19
		Ziel, P.	73, 74
		Zou, Y.	43
		Zouros, T.	65
		Zschau, H.-E.	55